

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée
pour obtenir

Le **GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES**
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Estelle CORMIER

Sujet : **Propriétés des Rayons Cosmiques d'Ultra Haute Energie détectés
à l'Observatoire Pierre Auger**

Soutenue le **22 septembre 2003** devant la Commission d'examen :

M	Etienne	AUGE	Président
M	Alain	CORDIER	Directeur de thèse
M	Alain	FALVARD	
M	David	SMITH	Rapporteur
M	Philip	TUCKEY	Rapporteur
M	Marcel	URBAN	

Table des matières

Introduction	1
1 Les rayons cosmiques	3
1.1 Le spectre en énergie	3
1.2 L'extrémité du spectre en énergie	4
1.3 Composition chimique des rayons cosmiques	7
1.4 Direction d'arrivée	9
1.5 Propagation des rayons cosmiques : la coupure GZK	10
1.6 Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie	13
1.6.1 Les modèles bottom-up	13
1.6.2 Le modèle top-down	18
1.7 Conclusion	20
2 Détection des rayons cosmiques	21
2.1 Développement d'une gerbe atmosphérique	21
2.1.1 Le primaire est un noyau	21
2.1.2 Le primaire est un photon	23
2.1.3 Le primaire est un neutrino	24
2.2 L'Observatoire Pierre Auger	24
2.2.1 Le détecteur de fluorescence	26
2.2.2 Le réseau de surface	30
2.2.3 Performances	33
2.2.4 Réseau prototype	34
2.3 Conclusion	35
3 Sauvegarde et récupération données	37
3.1 Présentation	37
3.2 Situation	37
3.2.1 Les sites miroirs	37
3.2.2 Stratégie de sauvegarde	38
3.3 Réalisation	39
3.3.1 Fichiers de description (info et XML)	39
3.3.2 Sauvegarde des données : SaveData	40
3.3.3 Récupération des données : RestoreData	42
3.3.4 Utilitaires pour la manipulation de fichiers	42

3.4	Conclusion	42
4	Calibration des détecteurs de surface	45
4.1	Les signaux	45
4.2	Calcul de la ligne de base (ou piédestal)	49
4.3	Bruit électronique	51
4.4	Gain relatif des photomultiplicateurs	52
4.5	Réponse des trois photomultiplicateurs d'une station	54
4.6	Alignements en temps	56
4.7	Spectre du photoélectron	58
4.8	Calibration absolue : signal du muon	59
4.9	Conclusion	63
5	Etude des événements du réseau prototype	65
5.1	Reconstruction	65
5.1.1	Direction d'arrivée	65
5.1.2	Point d'impact et énergie	67
5.1.3	Détermination de tous les paramètres	70
5.2	Reconstruction sur des simulations	70
5.3	Résultats : événements du réseau prototype	77
5.3.1	Sélection des stations et des événements	77
5.3.2	Angles d'incidence	78
5.3.3	Distribution des points d'impact	88
5.3.4	Distribution en énergie	89
5.3.5	Présentation d'événements	91
5.4	Conclusion	94
6	Nature de la particule primaire	95
6.1	Présentation	95
6.2	Rayon de courbure	96
6.3	Forme du signal	99
6.4	Asymétrie	106
6.5	Corrélation entre les paramètres	107
6.6	Réseau de neurones	108
6.7	Conclusion	112
	Conclusion	113
A	Mécanismes de Fermi	115
A.1	Accélération de Fermi du deuxième ordre	115
A.2	Accélération de Fermi du premier ordre	117
B	Les réseaux de neurones artificiels	123
B.1	Introduction	123
B.2	Principe	124
B.3	La méthode d'apprentissage	126

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	iii
B.4 Validation et test du réseau	128
Bibliographie	129

Introduction

Alors que nous les observons depuis presque un siècle, les rayons cosmiques nous étonnent encore aujourd'hui puisqu'ils peuvent atteindre des énergies considérables : jusqu'à 50 Joules¹.

Parmi les objets astrophysiques que nous connaissons, nous peinons à voir lesquels pourraient fournir une énergie si colossale à ces particules. De plus, à de telles énergies, d'autres problèmes apparaissent : même si l'on conçoit qu'une telle accélération est possible, ces particules ne devraient pas être capables d'arriver jusqu'à nous car l'univers est baigné de photons ralentissant considérablement les particules très énergétiques.

Alors que nous arrivons aux limites possibles des énergies observables, une nouvelle génération de détecteurs voit le jour pour tenter de comprendre ce qui se passe au niveau de la coupure dite GZK ². L'Observatoire Pierre Auger est le premier détecteur de ce type. Avec ses 3000 km² dans chaque hémisphère il sera capable non seulement d'augmenter considérablement la statistique des rayons cosmiques à ultra haute énergie ($> 10^{19}$ eV) mais aussi de couvrir l'intégralité du ciel, ce qui devrait permettre d'apporter des réponses sur l'origine des rayons cosmiques. Une autre particularité de cet observatoire est l'association de deux techniques de détection des gerbes atmosphériques : des télescopes permettant de récolter la lumière de fluorescence due à l'excitation de l'azote de l'air lors du passage de la gerbe dans l'atmosphère et l'échantillonnage des particules de la gerbe par un réseau de détecteurs au sol.

La construction du premier site de l'Observatoire vient de commencer dans l'hémisphère sud, en Argentine, et nous avons pu mener les premières analyses de gerbes atmosphériques. Ces résultats préliminaires permettent d'envisager un avenir prometteur à l'Observatoire Pierre Auger.

Un des principaux enjeux de la nouvelle génération de détecteurs de rayons cosmiques est la détermination de leur nature. La réponse à cette question, par la seule mesure des gerbes atmosphériques, est loin d'être simple et reste encore très incertaine à ce jour. Elle est pourtant essentielle puisque c'est un élément primordial pour

¹3 10^{20} eV

²Des initiales des trois physiciens qui introduirent la théorie prédisant que les rayons cosmiques au-dessus de 10^{20} eV perdent leur énergie par interaction avec les photons du fond diffus cosmologique, ce phénomène sera exposé plus loin.

en déterminer l'origine physique.

Après un chapitre de description des connaissances actuelles sur les rayons cosmiques d'ultra haute énergie nous verrons comment ceux-ci sont détectés à l'Observatoire Pierre Auger. Le troisième chapitre est consacré à ma contribution aux besoins techniques de la collaboration qui s'est traduite par la réalisation d'utilitaires liés à la base de données de l'expérience dont le site principal est le Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon. Nous aborderons ensuite les différentes analyses que nous avons pu réaliser grâce aux événements du réseau prototype qui a commencé à fonctionner en août 2001 : la calibration des détecteurs de surface et l'analyse des premières gerbes enregistrées par le réseau de surface. Enfin une analyse Monte Carlo a été menée pour tenter de déterminer la nature des rayons cosmiques. Nous verrons quels paramètres des gerbes atmosphériques sont mesurables par le détecteur de surface pour permettre de déterminer la nature des particules observées.

Chapitre 1

Les rayons cosmiques

Depuis leur découverte en 1912 par le physicien autrichien Victor Hess, l'étude des rayons cosmiques se poursuit, repoussant à chaque fois les limites supérieures en énergie. Une des grandes étapes fut la découverte des gerbes atmosphériques (cascades de particules engendrées lors de l'entrée des rayons cosmiques dans l'atmosphère) par Pierre Auger en 1938. Il mit alors en évidence l'énergie extraordinaire que pouvait atteindre les rayons cosmiques ($E \approx 10^{15}$ eV). Aujourd'hui, grâce aux détecteurs au sol permettant d'observer ces gerbes, on a détecté des événements d'énergie supérieure à 10^{20} eV.

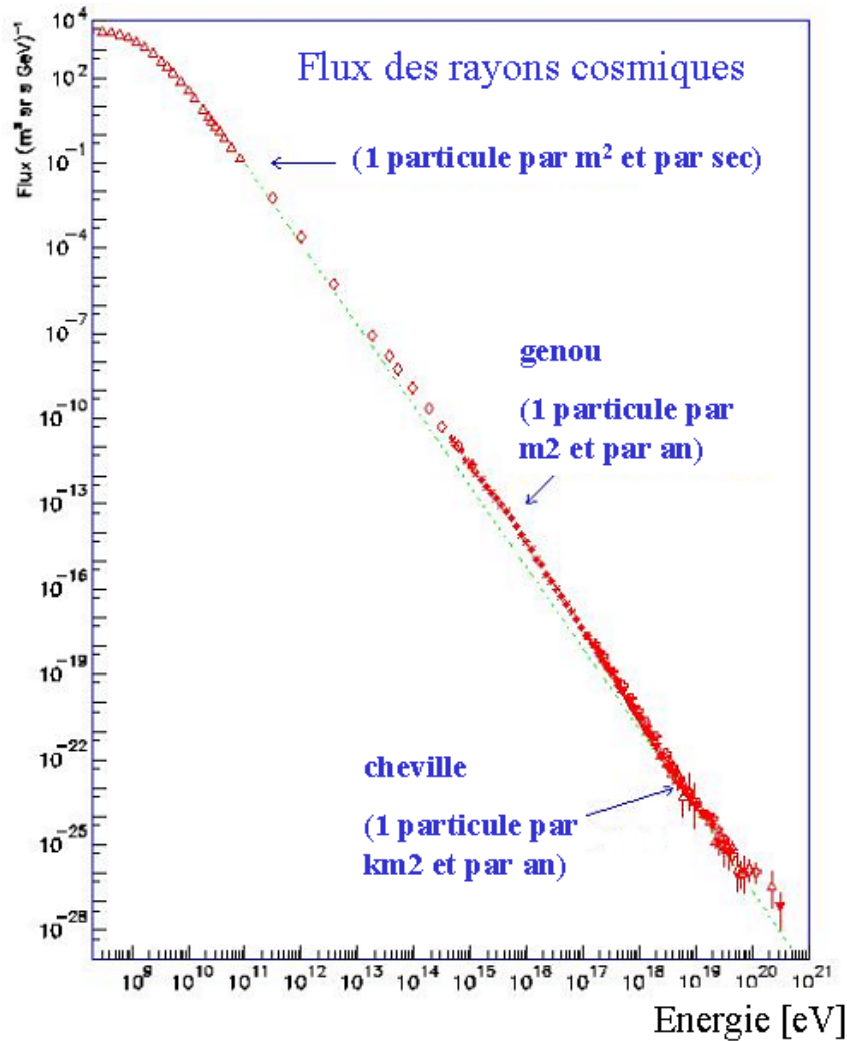
Ce type d'événements lance un nouveau défi à la communauté scientifique qui doit tenter de comprendre comment des particules peuvent acquérir autant d'énergie, et comment elles peuvent parvenir jusqu'à nous.

1.1 Le spectre en énergie

Plus de 90 années d'observation des rayons cosmiques ont permis de construire leur spectre en énergie (figure 1.1) qui s'étend de manière remarquablement continue sur une douzaine de décades. Entre 10^9 et 10^{20} eV, ce spectre des rayons cosmiques suit globalement une loi de puissance ($N(E)dE = KE^{-\gamma}dE$) d'exposant $\gamma = 3$.

On observe cependant quelques variations dans cette loi de puissance. La principale se situe dans la région dite "du genou", autour de $4 \cdot 10^{15}$ eV, cette zone marque également la rupture entre les méthodes d'observation directes, à partir de ballons ou de satellites, et les méthodes d'observation au sol. Le spectre passe alors d'un exposant -2.6 à -3, jusqu'à $4 \cdot 10^{17}$ eV où la pente devient encore plus forte avec un exposant -3.2. Autour de $5 \cdot 10^{18}$ eV, région dite de "la cheville", apparaît une deuxième variation importante dans le spectre. Celui-ci retrouve alors une pente plus douce avec un exposant -2.7. Autour de $5 \cdot 10^{19}$ eV un spectre encore plus doux semble se dessiner.

Les rayons cosmiques d'énergie inférieure à 10^9 eV sont principalement d'origine solaire. En-dessous du GeV, les rayons cosmiques sont repoussés par les vents solaires et ne peuvent atteindre la Terre, ce phénomène est appelé modulation solaire du flux des rayons cosmiques, et explique la coupure du spectre aux basses énergies. Entre

FIG. 1.1 – *Spectre différentiel des rayons cosmiques.*

10^9 et 10^{15} eV, les rayons cosmiques pourraient provenir de l'accélération dans les ondes de choc de supernovae. Aux plus hautes énergies aucun modèle satisfaisant ne permet encore d'expliquer l'existence de rayons cosmiques.

1.2 L'extrémité du spectre en énergie

Des rayons cosmiques à plus de 10^{20} eV apparaissent pourtant à l'extrémité du spectre. Le premier événement de cette envergure fut détecté par John Linsley et ses collaborateurs, en 1962, grâce à leur réseau de détecteurs installé à Volcano Ranch au Nouveau Mexique. Depuis leur découverte, cinq autres expériences ont également permis de mettre en évidence des rayons cosmiques dépassant cette énergie (cf tableau 1.1). Le rayon cosmique le plus énergétique jamais observé atteint $3.2 \cdot 10^{20}$ eV, il a

été détecté en 1991 par le détecteur américain Fly's Eye, dans l'Utah.

Expérience	Année	Techniques d'observation	Surface de détection	Evénements
Volcano Ranch (USA) [1]	1959 - 1963	scintillateurs	8 km ²	10 ²⁰ eV
Haverah Park (GB) [2]	1968 - 1987	Čerenkov à eau	12 km ²	3 evts à 10 ²⁰ eV 1 evt à 1.2 10 ²⁰ eV
SUGAR (Australie) [3]	1968 - 1979	détecteurs de muons	60 km ²	8 evts > 10 ²⁰ eV
Yakutsk (Sibérie) [4]	1974 -	scintillateurs + Čerenkov atmosphérique	20 km ²	1 evt à 1.2 10 ²⁰ eV
Fly's Eye/HiRes (Dugway - USA) [5]	1981 -	fluorescence atmosphérique	≈ 10km ²	1 evt à 3.2 10 ²⁰ eV 2 evts à 1.5 10 ²⁰ eV
AGASA (Akeno - Japon) [6]	1990 -	scintillateurs + détecteurs de muons	100 km ²	1 evt à 2.13 10 ²⁰ eV 7 evts > 10 ²⁰ eV

TAB. 1.1 – *Les événements au-dessus de 10²⁰ eV.*

Le projet Fly's Eye a été remplacé par HiRes (High Resolution Fly's Eye) en 1994. D'abord constitué d'un seul télescope à fluorescence, il a été complété par un deuxième en 1999 pour permettre des détections stéréoscopiques. Parmi les expériences de détection des rayons cosmiques à très haute énergie encore en fonctionnement on peut également citer le projet Yakutsk situé en Sibérie, équipé d'une soixantaine de scintillateurs et de 50 télescopes Čerenkov atmosphériques, ainsi que AGASA situé à Akeno au Japon, qui est actuellement le plus grand détecteur de rayons cosmiques avec ses 100 km² de surface. Ce détecteur est essentiellement constitué de scintillateurs de 2.2 m² espacés de 1000 m, une partie plus dense (nommée Akeno) s'étendant sur une surface de 1 km² permet d'observer des gerbes de plus basse énergie (entre 10^{16.5} et 10^{18.5} eV).

L'extrémité du spectre mesurée par les expériences HiRes et AGASA est représentée figure 1.2. La présence de rayons cosmiques à des énergies supérieures à 10¹⁹ eV y est manifeste, on observe cependant un désaccord sur la valeur du flux déterminé par les deux expériences. Alors que HiRes semble voir se dessiner une coupure à haute énergie (la coupure GZK, cf paragraphe 1.5), AGASA observe au contraire un accroissement du flux multiplié par E^3 .

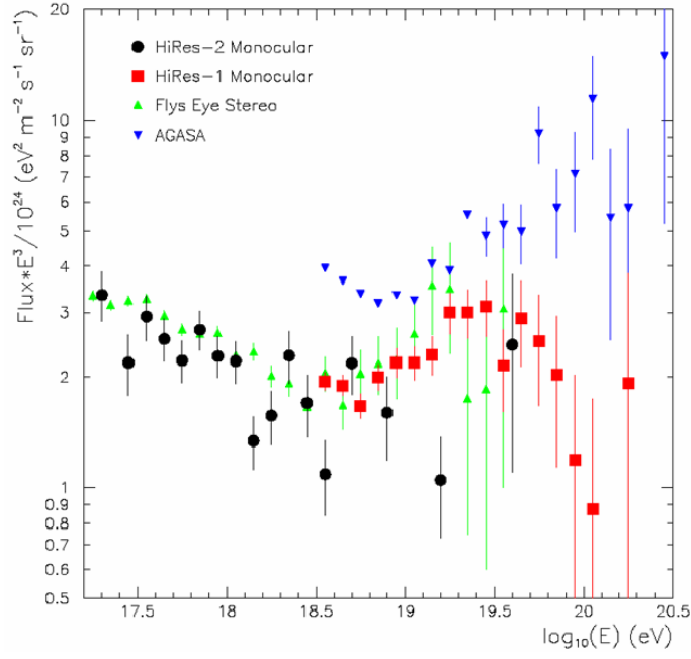


FIG. 1.2 – *Partie extrême du spectre d'énergie, multipliée par E^3 .*

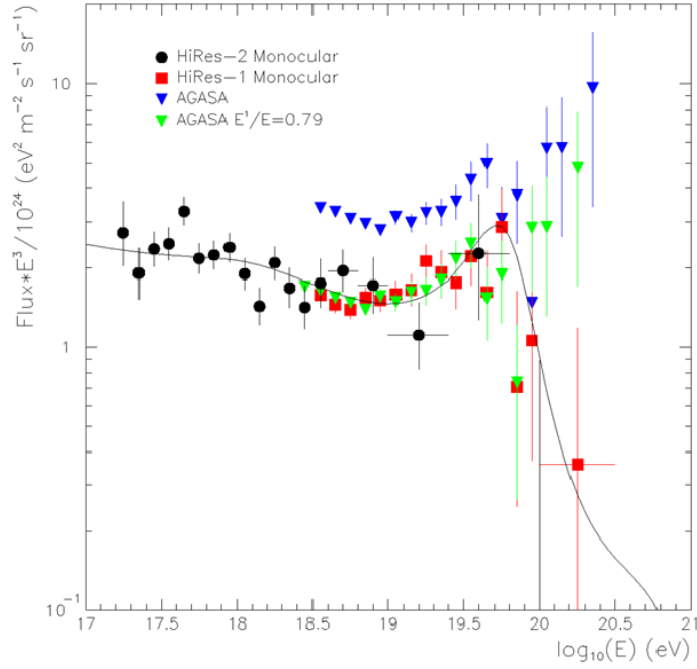


FIG. 1.3 – *Multiplication des énergies d'AGASA par un facteur 0.79 et comparaison avec les événements d'HiRes. La courbe en trait plein représente le flux attendu pour une distribution uniforme des sources. [7]*

Une diminution de 20% de l'énergie des événements observés par AGASA (figure 1.3) permettrait de rétablir l'accord entre les deux expériences, en-dessous de $10^{19.5}$ eV [7]. Néanmoins, à plus haute énergie, on observe toujours un excès d'événements dans AGASA.

La statistique est cependant encore trop faible à ces énergies (une dizaine d'événements). De nouvelles expériences spécialement dédiées à l'observation des rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{20} eV sont en cours d'élaboration pour tenter de mieux comprendre l'extrémité du spectre.

L'Observatoire Pierre Auger, dont le projet a vu le jour en 1992, utilise à la fois un réseau de surface (des cuves Čerenkov à eau) et des détecteurs de fluorescence. Il sera composé d'un site de 3000 km² dans chaque hémisphère. Celui de l'hémisphère sud est actuellement en cours de construction et devrait être complet d'ici la fin 2005, l'installation du deuxième site devrait débuter en 2007.

Le Télescope Array [8] sera constitué de 10 télescopes à fluorescence, et sera situé dans l'Utah. Enfin, les projets Airwatch/EUSO (Extreme Universe Space Observatory) [9], et OWL (Orbiting Wide-angle Light-collectors) [10] sont des expériences de télescopes sur satellites, destinées à observer le développement des gerbes atmosphériques depuis l'espace.

Par la statistique importante qu'elle va apporter, cette nouvelle génération d'observatoires de rayons cosmiques devrait trancher entre les résultats obtenus par les différentes expériences sur le flux des rayons cosmiques à ultra haute énergie. Une utilisation de deux techniques de détection sur le même site, comme c'est le cas à l'Observatoire Pierre Auger, permettra également d'inter-calibrer les détecteurs et de lever les désaccords entre HiRes et AGASA.

1.3 Composition chimique des rayons cosmiques

Lorsque l'énergie des rayons cosmiques est faible, leur flux est suffisamment important pour qu'ils puissent être observés directement par ballons ou satellites. La nature des particules est alors relativement facile à déterminer en utilisant des détecteurs capables de nous renseigner sur la masse des particules observées. En-dessous du genou, les rayons cosmiques sont composés principalement d'éléments légers (environ 50% de protons, 25% de He) et de quelques noyaux plus lourds (C, N, O, Fe).

En revanche, au delà de 10^{15} eV, le faible flux des rayons cosmiques doit être compensé par une grande surface d'observation au sol. On détecte alors le produit de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère : les gerbes atmosphériques. Essentiellement deux caractéristiques de ces gerbes permettent de remonter à la nature du rayon cosmique : la profondeur d'atmosphère où la gerbe contient le maximum de particules et la proportion de muons dans la gerbe. Cependant, les fluctuations dans le développement des gerbes atmosphériques rendent difficile la détermination exacte de la nature des rayons cosmiques. De plus, les résultats obtenus dépendent fortement des modèles hadroniques utilisés dans les simulations.

Au niveau du genou, l'expérience KASCADE [11] semble observer que les rayons cosmiques sont composés uniquement d'éléments légers et que leur masse augmente ensuite avec l'énergie (figures 1.4 et 1.5).

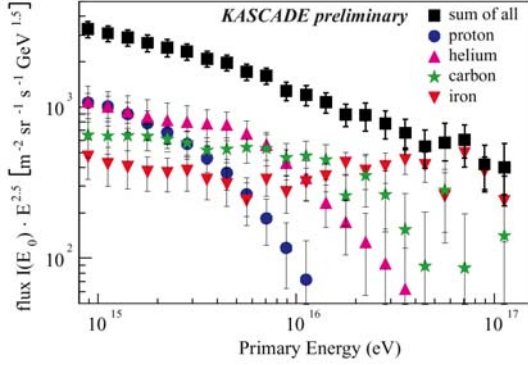


FIG. 1.4 – *Distribution en énergie de quatre types de primaires et le spectre total correspondant [11].*

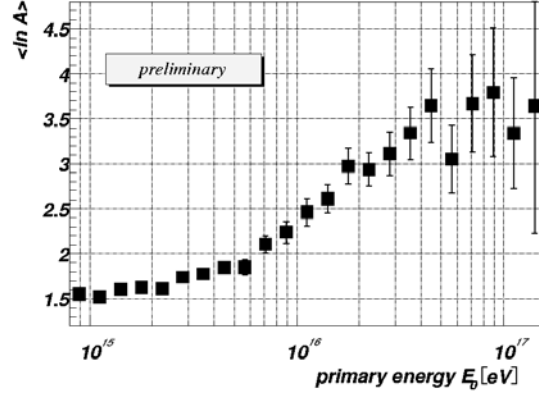


FIG. 1.5 – *Moyenne du logarithme de la masse des primaires en fonction de l'énergie. La composition semble dominée par des éléments légers au-dessus du genou, la masse augmentant ensuite avec l'énergie [12].*

A plus haute énergie, Fly's Eye [13, 14] et HiRes/MIA [15], qui utilisent la profondeur du maximum de la gerbe (X_{max}), indiquent une composition dominée par les noyaux de fer autour de 10^{17} eV et devenant nettement plus légère à 10^{19} eV (figure 1.6). A Yakutsk, on observe également un changement de composition d'un mélange de noyaux lourds et légers vers uniquement des éléments légers lorsque l'énergie augmente.

AGASA [16] au contraire, en faisant une prédiction sur la façon dont le nombre de muons augmente avec l'énergie, ne remarque pas de changement de composition dans la même gamme d'énergie.

Ces divergences soulignent la difficulté de la détermination de la nature des rayons cosmiques à partir de l'observation des gerbes atmosphériques. La composition du spectre reste donc une question ouverte aux expériences futures de détection de rayons cosmiques à ultra haute énergie.

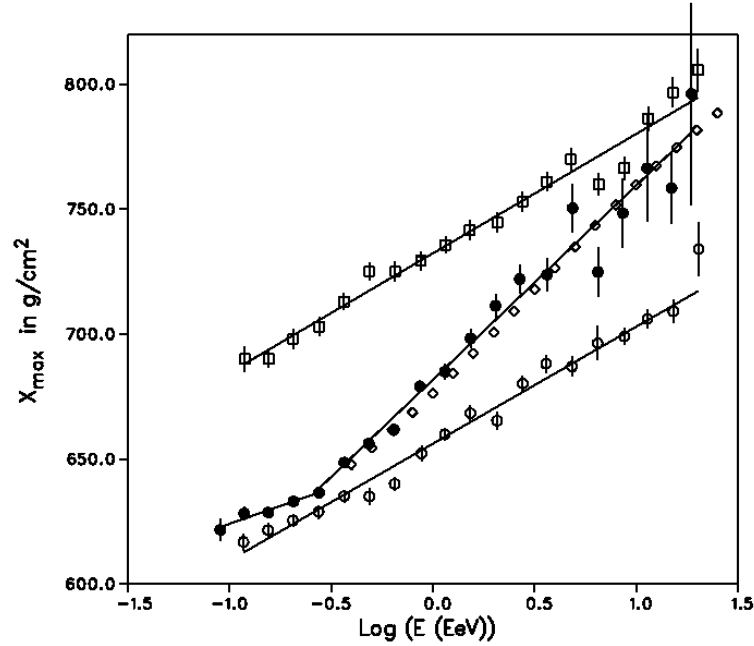


FIG. 1.6 – Profondeur du maximum de la gerbe atmosphérique (X_{max}) en fonction de l'énergie pour les données expérimentales de l'expérience Fly's Eye (ronds pleins). Les carrés représentent les résultats des simulations pour les protons, les ronds vides pour les fers et les losanges correspondent à une distribution des X_{max} basée sur un modèle à deux composantes.

1.4 Direction d'arrivée

Au dessus de 10^{19} eV les rayons cosmiques sont peu déviés de leur trajectoire par les champs magnétiques galactiques et extragalactiques (de l'ordre de quelques degrés), leur direction d'arrivée devrait donc pointer encore sensiblement vers leur source.

Autour de 10^{18} eV, les expériences AGASA et Fly's Eye reportent une anisotropie en provenance du centre galactique avec un déficit correspondant dans la direction opposée [17, 18]. Au-delà de 10^{19} eV, les résultats des différentes expériences semblent s'accorder sur une répartition isotrope des rayons cosmiques. AGASA notamment observe une telle répartition avec cependant la présence de trois doublets et d'un triplet d'événements dans des cercles de diamètre 2.5° . Aucun objet astrophysique n'a cependant encore été corrélé avec la direction de ces multiplets (figure 1.7) [19].

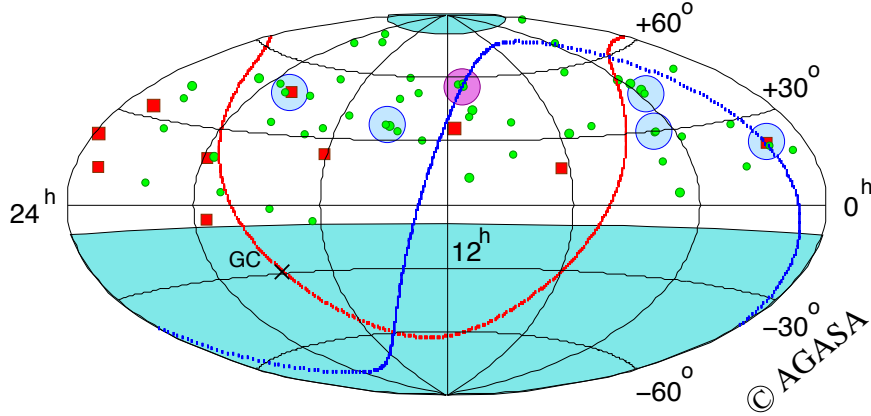


FIG. 1.7 – Directions d'arrivée, en coordonnées équatoriales, des rayons cosmiques au-dessus de $4 \cdot 10^{19}$ eV enregistrés par AGASA. Les carrés rouges et les ronds verts représentent les rayons cosmiques ayant des énergies $> 10^{20}$ et $(4 - 10) \cdot 10^{19}$ eV respectivement. Les cercles plus grands indiquent les multiplets (triplet en mauve). Ces événements ont été enregistrés par le réseau d'AGASA de 20 km^2 entre le 17 février 1990 et le 31 juillet 2001, les angles zénithaux sont inférieurs à 45° .

1.5 Propagation des rayons cosmiques : la coupure GZK

En 1964 Penzias et Wilson [20] mirent en évidence la présence d'un fond diffus de photons, issus du big bang. Ces photons remplissent l'univers et leur densité diminue au fur et à mesure que l'univers s'étend. Leur spectre en énergie est un spectre de corps noir de température 2.7 K. Peu après Greisen [21] et indépendamment Zatsepin et Kuz'min [22] introduirent l'idée que les rayons cosmiques doivent interagir de manière inélastique avec ce fond de γ , perdant ainsi une grande partie de leur énergie. Nous allons considérer cet effet pour différents types de particules.

Cas des protons

Si l'énergie de seuil est suffisante dans le centre de masse, il y a alors production de pions : $p\gamma \rightarrow p\pi^0$ ou $p\gamma \rightarrow n\pi^+$.

Au seuil d'énergie de la réaction $p\gamma \rightarrow p\pi^0$ le proton et le pion sont immobiles dans le centre de masse. Dans ce repère l'énergie du système est alors égale à l'énergie de masse des deux particules. Le carré de l'énergie dans le centre de masse est égale à la somme des deux quadri-vecteurs :

$$(p + \gamma)^2 = m_p^2 + m_\gamma^2 + 2(p\gamma) = m_p^2 + 2(E_0 E_\gamma + E_0 E_\gamma)$$

E_0 étant l'énergie de seuil du proton initial. On a alors :

$$(m_p + m_\pi)^2 = m_p^2 + 4E_0 E_\gamma$$

d'où

$$E_0 = \frac{m_\pi^2 + 2m_\pi m_p}{4E_\gamma}$$

Le fond cosmologique a une densité d'environ 410 photons par cm^3 , avec une énergie moyenne de $0.5 \cdot 10^{-3}$ eV par photon, soit une énergie de seuil de photoproduction de pion : $E_0 \approx 10^{20}$ eV. Il s'agit de l'énergie de seuil maximale, puisque nous avons considéré une collision frontale.

Calculons maintenant la perte d'énergie du proton lors d'une telle réaction. On se place ici encore au seuil, dans le système du laboratoire on a :

$$E_0 = E_p + E_\pi = \gamma m_p + \gamma m_\pi$$

soit

$$\frac{E_0 - E_p}{E_0} = \frac{m_\pi}{m_p + m_\pi} \approx 0.13$$

Le proton perd donc environ 13 % de son énergie lors d'une interaction avec un photon du fond cosmologique.

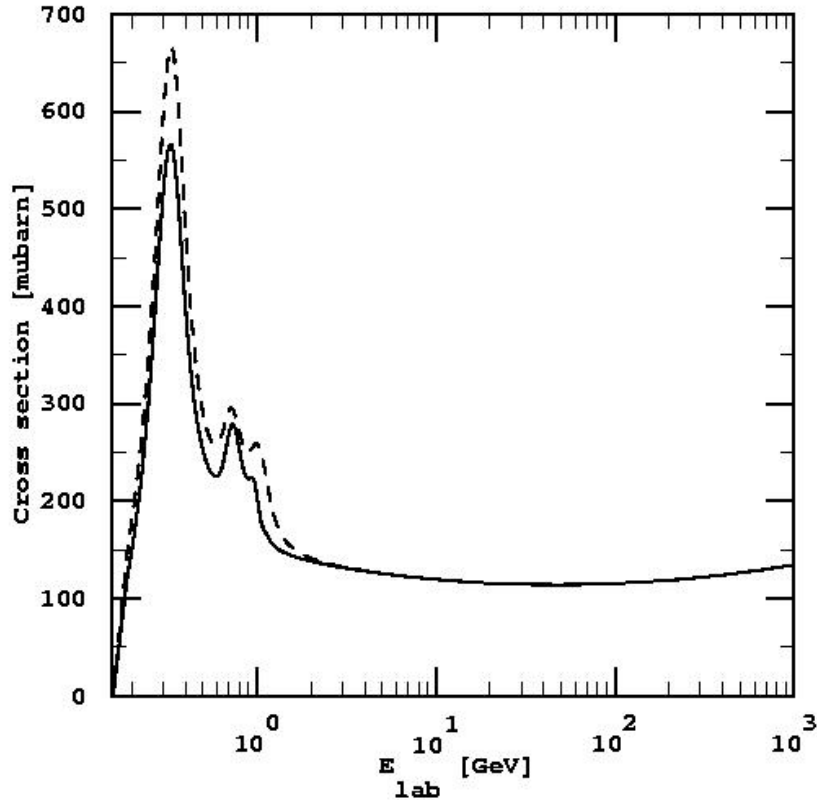


FIG. 1.8 – Section efficace de photoproduction de pion sur nucléon. En trait plein la section efficace pour les protons, en pointillé pour les neutrons.

La valeur de la section efficace de la photoproduction de pions (figure 1.8) nous permet d'évaluer la distance parcourue par un proton. A la résonance, $\sigma = 0.55$ mb, le libre parcours moyen entre chaque collision est donc $\lambda = 4.4 \cdot 10^{24}$ cm, ce qui représente environ 1.5 Mpc^1 .

Ainsi, tous les 1.5 Mpc , le proton perd 13 % de son énergie, tant que celle-ci est supérieure au seuil de photoproduction de pions. Si l'énergie initiale du proton est bien supérieure à $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$, son énergie aura diminuée d'un facteur 10 au bout de 15 chocs, et d'un facteur 100 après 30 chocs.

La perte d'énergie d'un proton en fonction de la distance parcourue est représentée figure 1.9. Au delà d'une centaine de Mpc, le proton ne peut avoir une énergie supérieure à 10^{20} eV , quelle que soit son énergie initiale.

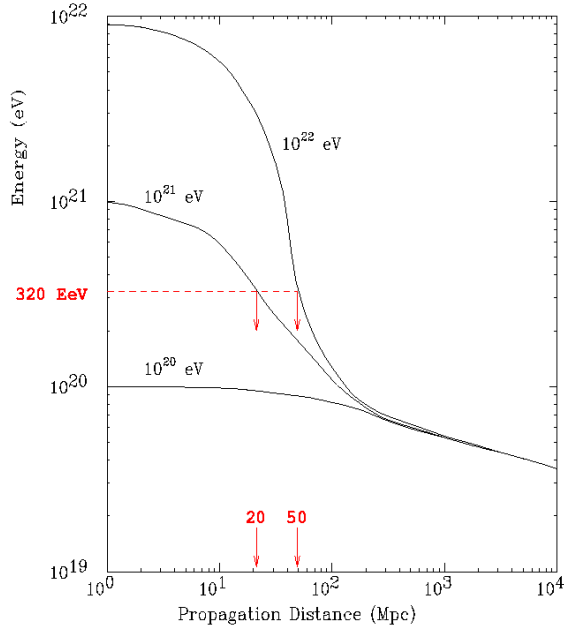


FIG. 1.9 – *Propagation des protons dans le fond cosmologique à 2.7 K. Quelle que soit leur énergie initiale, l'énergie des protons ne dépasse pas 10^{20} eV après avoir parcouru une centaine de Mpc. [23, 24]*

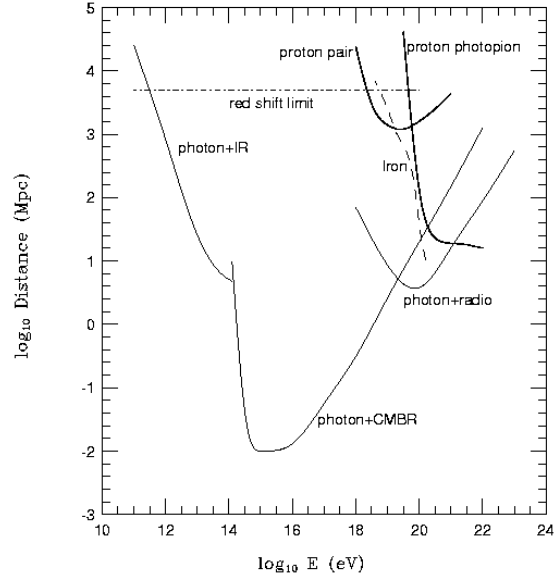
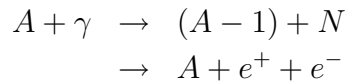


FIG. 1.10 – *Longueur d'interaction des photons, protons et noyaux de fer dans différents fonds de radiation. [25]*

Cas des noyaux

Les noyaux sont également soumis au processus d'interaction, ainsi qu'à la production de paires par interaction avec le fond cosmologique et les radiations infra-rouges :



¹1 parsec = 1 pc $\approx 3 \cdot 10^{16} \text{ m}$

La perte d'énergie due au rayonnement infra-rouge est surtout significative en dessous de $5 \cdot 10^{19}$ eV, alors que l'interaction avec le fond cosmologique intervient surtout au dessus de $2 \cdot 10^{20}$ eV. Les noyaux perdent alors 3 ou 4 nucléons par Mpc parcouru. La création de paire, quant à elle, intervient principalement dans la gamme $5 \cdot 10^{19}$ à $2 \cdot 10^{20}$ eV.

Cas des photons

Les photons du rayonnement cosmique interagissent avec les photons de toute longueur d'onde (fond cosmologique, infrarouge, radio), pour produire essentiellement des paires e^+e^- . L'interaction avec le fond cosmologique est très importante dans une grande gamme d'énergie au-dessus de $4 \cdot 10^{14}$ eV et l'interaction avec les ondes radios devient dominante au-dessus de $2 \cdot 10^{19}$ eV (figure 1.10).

Ces résultats montrent que l'on devrait observer une coupure dans le spectre des rayons cosmiques au delà de 10^{20} eV. Or, les résultats d'AGASA montrent plutôt une augmentation du flux au-delà de cette limite (comme nous l'avons vu sur les figures 1.2 et 1.3). La présence d'événements à ces énergies ne pourrait s'expliquer que par le fait que les sources sont très proches de nous (quelques dizaines de Mpc, soit la taille du super amas local auquel appartient notre galaxie).

1.6 Origine des rayons cosmiques d'ultra haute énergie

De nombreux modèles tentent d'expliquer l'observation de rayons cosmiques au-delà de 10^{15} eV. Ils sont divisés en deux grandes catégories : les modèles "classiques" de l'accélération par des objets astrophysiques très actifs (modèles *bottom-up*), et les modèles qui supposent la désintégration de particules supermassives (modèles *top-down*).

1.6.1 Les modèles bottom-up

L'accélération dans des objets astrophysiques fait intervenir le champ magnétique présent dans ces sites. Ceci impose une première limite sur l'énergie que peut atteindre une particule en fonction de la taille de l'objet. Celle-ci doit être en effet suffisamment importante pour que la particule reste confinée à l'intérieur de la zone où elle est accélérée. C'est le cas tant que le rayon de Larmor de la particule est plus petit que la taille de l'objet. L'énergie maximale que peut atteindre une particule de charge Ze dans un site accélérateur de taille L est donnée par Hillas [26] :

$$\frac{E_{max}}{10^{18}eV} = \beta Ze \frac{B}{\mu G} \frac{L}{kpc}$$

où B est le champ magnétique à l'intérieur du volume accélérateur et βc sa vitesse. Ceci nous conduit à ne considérer qu'un petit nombre de sites possibles pour l'accélération des rayons cosmiques à très haute énergie (figure 1.11).

Parmi ces sites on distingue deux types de mécanismes d'accélération : l'accélération

directe, par des champs électriques induits par la rotation d'objets magnétisés comme les étoiles à neutrons, et l'accélération indirecte où la particule est accélérée par des diffusions sur des champs magnétiques variables (modèle de Fermi).

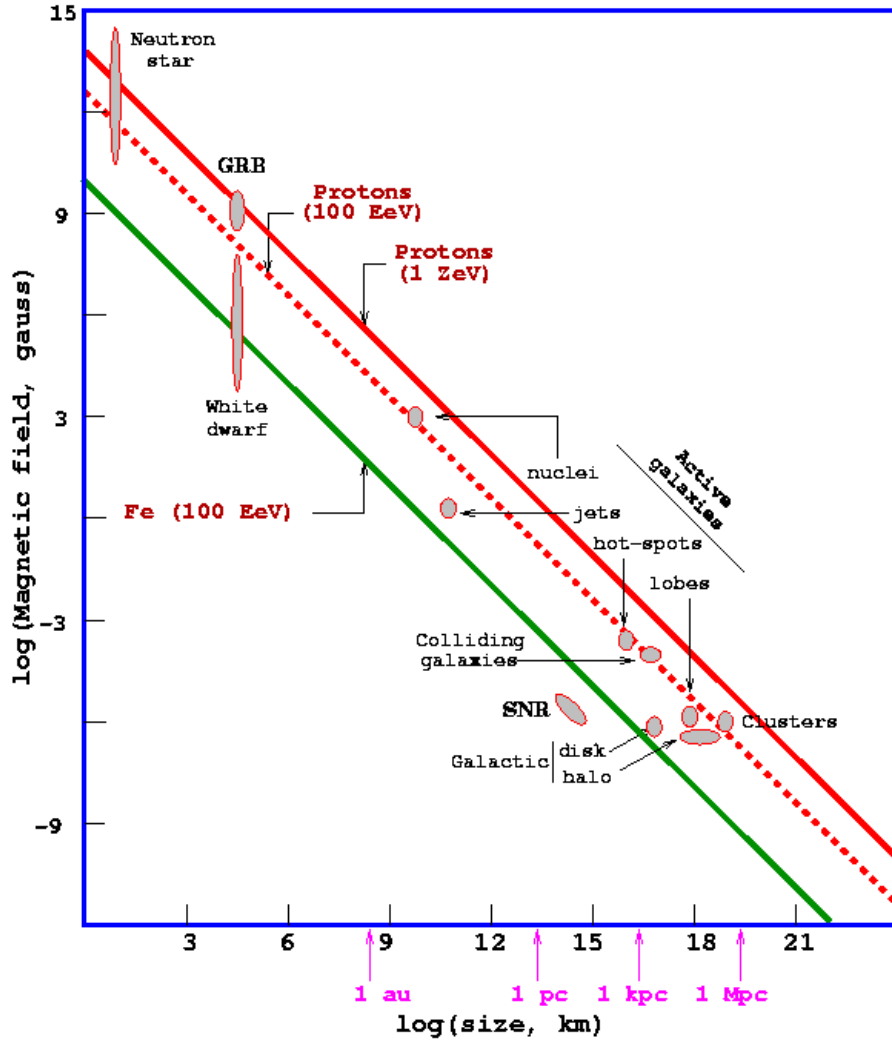
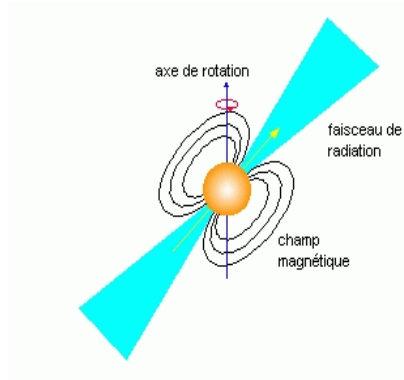


FIG. 1.11 – Différents objets astrophysiques en fonction de leur taille et de leur champ magnétique. Les lignes diagonales indiquent les seuils au-dessus desquels doivent se trouver les paramètres B et L pour accélérer une particule au-dessus d'une énergie donnée, pour des plasmas relativistes ($\beta = 1$). [26]

Les pulsars

Une étoile à neutrons est constituée d'un champ magnétique dipolaire. Dans le cas des pulsars, il y a émission de radiations (le plus souvent des ondes radios) dans un cône aux pôles magnétiques de l'étoile. L'axe dipolaire magnétique ne correspond en général pas à l'axe de rotation de l'étoile ce qui nous donne l'effet d'émission de pulses au lieu d'un jet continu (figure 1.12).

FIG. 1.12 – *Modèle du pulsar*

La rotation de l'étoile à neutrons induit une variation du champ magnétique, et donc un champ électrique d'amplitude $E = \Omega R B$ (B est l'amplitude du champ magnétique, R le rayon de l'étoile et Ω sa vitesse de rotation), capable d'accélérer des particules chargées. L'énergie que peut atteindre une charge Ze dans un tel champ est de l'ordre de $E_{max} = Ze\Omega R^2 B$ ce qui permet d'accélérer des protons jusqu'à 10^{18} eV si on considère les valeurs typiques d'une étoile à neutrons ($R \approx 10$ km, $\Omega \approx 100$ rad.s $^{-1}$, $B \approx 10^{12}$ G¹).

Il faut en fait tenir compte de l'éjection de particules chargées par l'étoile et l'existence d'une magnétosphère (plasma chargé en co-rotation avec l'étoile). Selon le modèle de Goldreich et Julian [27], la différence de potentiel $\Delta V = B\Omega^2 R^3/2c$ entre le pôle de l'étoile et la magnétosphère permet d'accélérer des protons jusqu'à 10^{15} eV environ. L'accélération de particules par des étoiles à neutrons isolées (sans compagnon), revue dans la référence [28], montre effectivement que les particules ne peuvent atteindre une énergie supérieure.

Les pulsars constituent donc un site possible d'accélération de particules mais ne permettent pas d'atteindre des énergies extrêmes.

Accélération par le mécanisme de Fermi

La présence des ondes de chocs dans les objets astrophysiques tels que les supernovae, les noyaux actifs de galaxie ou l'extrémité des lobes des radio-galaxies, permettent l'accélération de particules chargées selon le modèle de Fermi du premier ordre (cf Annexe A).

Si on considère les valeurs typiques des champs magnétiques dans le milieu interstellaire et une période d'accélération de 1000 ans dans les ondes de choc produites lors de l'explosion d'une supernova, une particule peut atteindre une énergie de $10^{14}Z$ eV (Z est le numéro atomique) dans le cas de choc parallèles (équation (A.2)), et $10^{16}Z$ eV dans le cas de chocs perpendiculaires (équation (A.3)). Ceci peut donc expliquer le spectre des rayons cosmiques jusqu'au genou mais un phénomène plus puissant doit intervenir pour les rayons cosmiques au-delà de 10^{15} eV.

Les rayons cosmiques pourraient également être accélérés jusqu'à des énergies de 10^{19} eV dans la partie centrale des noyaux actifs de galaxies (AGNs). Cependant, les protons accélérés dans cette région subissent également une perte d'énergie par photoproduction de pions, rayonnement synchrotron et rayonnement Compton. En prenant cela en compte, leur énergie à la sortie du site ne dépasserait pas 10^{16} eV [29].

¹1G (Gauss) = 10^{-4} T (Tesla)

Le site le plus probable pour la production des rayons cosmiques de très haute énergie reste l'extrémité des jets des radio-galaxies. Dans ces régions, la perte d'énergie par photoproduction de pion est faible et, selon la valeur du champ magnétique qui y règne, les protons pourraient atteindre l'énergie de 10^{21} eV [29]. Le problème concernant ces sites est leur position, en effet, on n'en trouve pas à moins de 100 Mpc dans la direction d'arrivée des rayons cosmiques [30]. Leur énergie devrait donc être considérablement réduite en raison de l'effet GZK.

Les sursauts gamma

Les résultats les plus importants sur les sursauts gamma ont été enregistrés par BATSE (Burst And Transient Source Experiment), qui était l'un des instruments embarqué à bord de l'observatoire CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), lancé par la NASA en 1991 (résultats résumés dans [31]). Cet instrument a enregistré plus de 2700 sursauts gamma qui se caractérisent par une émission de rayons gamma très brève (de moins d'une seconde à quelques minutes) et très énergétique (de quelques keV à plusieurs dizaines de GeV).

Leur répartition dans le ciel est observée uniforme (figure 1.13) avec une augmentation du nombre des objets avec la distance et un déficit des sursauts de faible intensité par rapport à une distribution homogène. Ceci traduirait une origine cosmologique des sources de sursauts gamma [32].

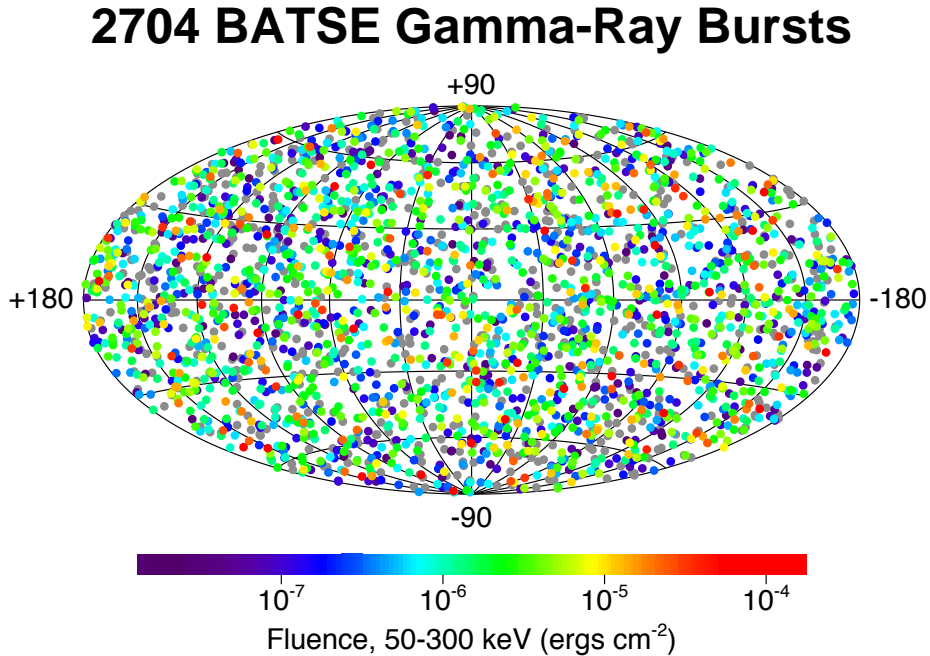


FIG. 1.13 – Répartition dans le ciel des sursauts gamma enregistrés par BATSE, en coordonnées galactiques. Les couleurs indiquent la fluence, c'est-à-dire le flux d'énergie du sursaut intégré sur la durée totale de l'événement.

On détecte parfois des contreparties de ces sources dans les domaines X, optique ou radio [33]. Ces émissions durent plusieurs jours, ce qui permet notamment de déterminer leur éloignement. Ces mesures confirment l'origine cosmologique des sources de sursauts gamma, qui seraient alors parmi les objets les plus éloignés.

L'origine de ces émissions n'est pas encore bien comprise. Deux modèles pourraient expliquer un tel phénomène : la fin de la vie d'un système de deux objets compacts, comme des étoiles à neutrons ou des trous noirs, tournant l'un autour de l'autre et se rapprochant inexorablement [34], ou l'explosion d'une étoile très massive, similaire à celle des supernovae, que l'on nomme hypernovae [35].

Cette fantastique explosion produirait alors une "boule de feu" s'étendant dans le milieu interstellaire. Les contreparties gamma de ces sources seraient le rayonnement synchrotron émis par des électrons accélérés dans les ondes de choc présentes à l'intérieur de la boule de feu. Des protons pourraient également y être accélérés, selon le mécanisme de Fermi, produisant un spectre en E^{-2} pouvant aller jusqu'à 10^{20} eV [36, 37].

Le modèle des sursauts gamma serait alors capable de reproduire le flux des rayons cosmiques observé, avec une coupure autour de $5 \cdot 10^{19}$ eV dû à la répartition cosmologique des sources, à condition que l'énergie libérée sous forme de rayons cosmiques d'ultra haute énergie soit comparable à celle libérée sous forme de photons [36, 38].

Pertes d'énergie

L'énergie acquise par les particules dans les sites accélérateurs est limitée par leur interaction avec le milieu ambiant et avec le champ magnétique présent dans ces structures. On impose ainsi deux contraintes supplémentaires pour que l'énergie perdue par les interactions soit petite devant l'énergie gagnée.

La taille de la région accélératrice doit être petite devant la longueur d'interaction des particules accélérées pour que la particule perde peu d'énergie par photoréaction :

$$\frac{dE_{perdue}}{dt} \propto E < \frac{dE_{gain}}{dt} \quad (1.1)$$

La taille de la région accélératrice doit être également suffisamment grande pour que les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron soient négligeables par rapport à l'énergie gagnée :

$$\frac{dE_{sync}}{dt} \propto \frac{E^4}{R^2} \propto B^2 E^2 < \frac{dE_{gain}}{dt} \quad (1.2)$$

en utilisant $E = ZBL$.

Si on considère le temps caractéristique d'accélération $\Delta t = R/\beta$ (β étant la vitesse du choc), l'énergie acquise dans le site est :

$$\frac{dE_{gain}}{dt} = \frac{E_{max}}{\Delta t} \propto \beta^2 B \quad (1.3)$$

Pour une énergie E_{max} donnée, ces deux contraintes définissent deux lignes dans le plan ($\log B, \log \beta$) au-dessus et en-dessous desquelles l'accélération ne compense pas la

perte d'énergie. Sur la figure 1.14 ces droites sont représentées pour $E_{max} = 10^{20}$ eV, seules les extrémités des jets des radio-galaxies subsistent comme site accélérateur possible de rayons cosmiques aux très hautes énergies.

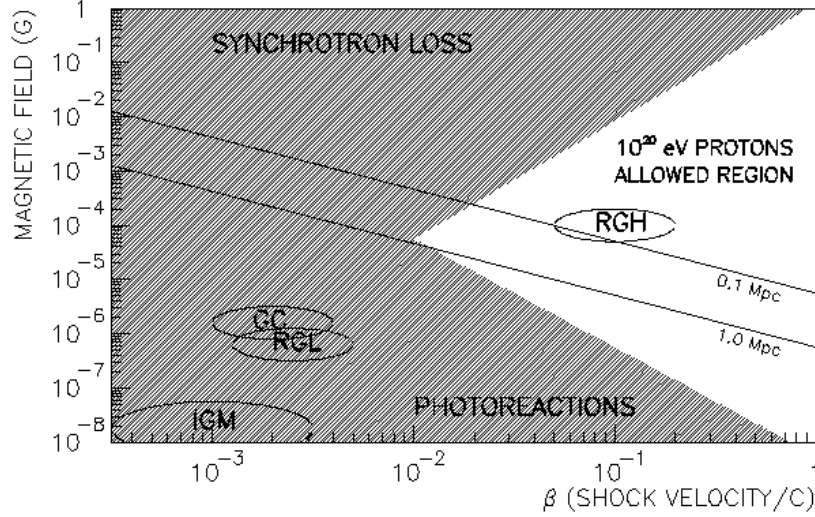


FIG. 1.14 – Conditions pour que l'énergie des particules accélérées soient supérieure à l'énergie perdue. GC (Galactic Cluster) : amas de galaxies, IGM (Inter Galactic Medium) : milieu inter-galactique, RGL (Radio Galaxies Lobes) : lobes de radio-galaxies, RGH (Radio Galaxie Hot Spots) : une sous-classe de RGL. (Adapté de [26, 39], [40])

1.6.2 Le modèle top-down

Pour surmonter les problèmes liés aux mécanismes d'accélération (flux, source, énergie), on peut supposer l'existence de particules, dites particules X , supermassives, instables ou métastables. Si ces particules sont suffisamment massives ($\gg 10^{20}$ eV) les produits de leur désintégration peuvent être les rayons cosmiques de très haute énergie que l'on observe.

Quel que soit leur mode de production, les particules X se désintègrent sous la forme de quarks et de leptons. Les quarks s'hadronisent alors pour former des cascades de mesons et de baryons. Des modèles d'hadronisation des quarks ont permis d'obtenir le spectre des hadrons [41] (figure 1.15). Ce spectre est le même quelle que soit la nature des hadrons. Ceux-ci devraient cependant être essentiellement composés de mésons légers (essentiellement des pions), les baryons (principalement des nucléons) représentant 3 à 10% des jets.

Le flux de nucléons, photons et neutrinos résultant de la désintégration des particules X peut alors être déterminé à partir des flux des hadrons initiaux. On pourra

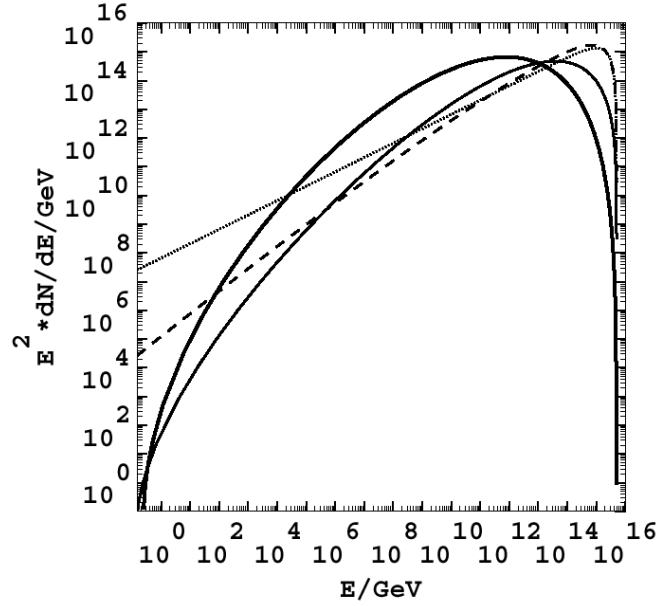


FIG. 1.15 – *Spectre des hadrons pour différents modèles d'hadronisation des quarks pour un jet de $5 \cdot 10^{24} \text{ eV}$. Trait gras : modèle avec super symétrie, trait fin : modèle sans super symétrie, tirets et pointillés : deux approximations analytiques. [41]*

simplement retenir que le flux de pions neutres, qui se désintègrent en photons, est donné en fonction de la fraction de nucléons dans les jets (f_N) et du flux de nucléons par : $\phi_{\pi^0}(E, t_i) = \frac{1-f_N}{3} \phi_N(E, t_i)$. Si on considère que $f_N = 3\%$, le flux de pions neutres est 10 fois supérieur au flux de nucléons et si la répartition entre les trois charges de pions est équivalente lors de l'hadronisation, le flux des pions chargés, qui donnent naissance aux neutrinos, est 20 fois supérieur au flux de nucléons. Les neutrinos ne subissent que très peu d'interaction, leur flux doit donc être le plus important aux plus hautes énergies. Les photons et les nucléons en revanche subissent l'interaction avec les photons du fond cosmologique, radio et infrarouge. Ceci impose une limite sur la distance de désintégration des particules X , qui doit avoir lieu à moins de 100 Mpc. Malgré ces interactions, l'observation d'une majorité de photons et de neutrinos aux hautes énergies sera la signature d'un modèle de type *top-down* (pour une évaluation détaillée des flux on pourra se reporter à [41]).

Les défauts topologiques pourraient être à l'origine des ces particules X . Les théories de grande unification (GUTs) prévoient leur apparition lors des transitions de phase de l'univers primordial. Lorsque l'univers se refroidit, il se crée des brisures de symétrie qui donnent naissance aux défauts topologiques. Ceux-ci peuvent être de plusieurs types, selon la brisure de symétrie qui a eu lieu. On distingue ainsi les monopôles (de dimension 0), les cordes cosmiques (de dimension 1), les défauts de type mur (dimension 2), et les textures (dimension 3). La radiation, l'interaction ou l'annihilation de ces défauts topologiques produiraient alors des particules X d'une

énergie de l'ordre de 10^{25} eV qui se désintégreraient instantanément.

Les particules X pourraient également être des reliques de la phase d'inflation postérieure au Big Bang. Ces particules supermassives et métastables doivent avoir une durée de vie de l'ordre de l'âge de l'univers pour qu'on puisse encore les observer aujourd'hui.

Dans le cas des défauts topologiques, le flux des rayons cosmiques est directement donné par le taux de production de particules X qui dépend de la densité de radiation, d'interaction ou d'annihilation de ces défauts. Dans le cas où les particules X sont des reliques le flux des rayons cosmiques dépend du rapport entre leur densité et leur durée de vie.

1.7 Conclusion

L'observation de rayons cosmiques à des énergies supérieures à 10^{20} eV pose de nombreux problèmes d'interprétation. D'une part la théorie ne prévoit pas l'existence de tels événements en raison de la coupure GZK et de l'absence de sources puissantes proches de nous et d'autre part on trouve difficilement des modèles capables d'accélérer des particules à de telles énergies.

La nouvelle génération d'observatoires de rayons cosmiques d'ultra-haute énergie pourront apporter des éléments de réponse à ces problèmes. Avec suffisamment de statistique, il sera possible de déterminer avec plus de précision le flux de ces rayons cosmiques en fonction de l'énergie.

Le fait que les rayons cosmiques soient isotropes ou non, ainsi que leur nature, permettront de confirmer ou d'infirmer les modèles de production. Dans le cas d'accélération par des objets astrophysiques on s'attend en effet à observer surtout des noyaux dont la direction d'arrivée est l'objet accélérateur. Dans le cas des modèles de désintégration de particules supermassives on observera au contraire majoritairement des photons avec une répartition isotrope.

Chapitre 2

Détection des rayons cosmiques d'ultra haute énergie : l'Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger a été spécialement conçu pour détecter les rayons cosmiques d'ultra haute énergie (au-dessus de 10^{19} eV), et acquérir une statistique suffisante pour comprendre leur origine.

Le faible flux des rayons cosmiques dans cette gamme d'énergie (1 par km^2 et par an à 10^{19} eV) doit être compensé par une surface d'observation très importante. Il s'agit donc d'un détecteur au sol qui n'observe pas directement les rayons cosmiques mais les gerbes atmosphériques, le produit de leur interaction avec l'atmosphère terrestre qui agit comme un calorimètre.

2.1 Développement d'une gerbe atmosphérique

2.1.1 Le primaire est un noyau

Si le rayon cosmique est un noyau, l'interaction de celui-ci avec l'atmosphère produit une gerbe hadronique. Les hadrons sont produits les premiers, puis ceux-ci vont à leur tour interagir avec l'atmosphère ou se désintégrer. Les π^0 donnent ainsi rapidement deux photons ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) qui engendrent alors une cascade électromagnétique (création de paire, effet Compton, Bremsstrahlung). 30% de l'énergie de la gerbe est ainsi transformée en particules électromagnétiques à chaque étape de la cascade. Les pions chargés quant à eux vont se désintégrer en muons lorsque leur énergie sera devenue suffisamment faible pour que leur longueur de désintégration soit plus courte que leur longueur d'interaction.

A chaque interaction ou désintégration, le nombre de particules augmente, mais l'énergie de chaque particule est diminuée. La taille de la gerbe augmente donc progressivement, jusqu'à atteindre un maximum de l'ordre de 10^{11} particules pour un

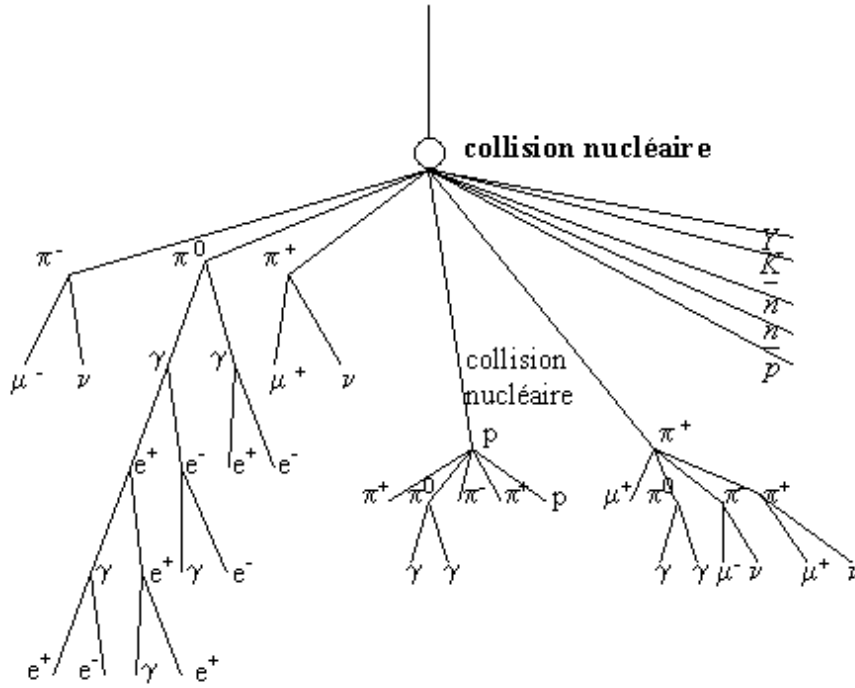


FIG. 2.1 – Développement d'une gerbe atmosphérique.

rayon cosmique de 10^{19} eV. Ensuite, les particules de faible énergie sont absorbées par l'atmosphère et la taille de la gerbe diminue. Au niveau de la mer, il reste environ 10^{10} particules réparties sur un cercle de rayon 2.5 km. La gerbe atteignant le sol est principalement composée de particules électromagnétiques (99% des particules représentant 85 % de l'énergie totale), de muons, et dans une moindre mesure, de pions, de neutrinos et de baryons.

Le développement de la gerbe dépend essentiellement de la nature de la particule primaire et de son énergie. Un proton a un libre parcours moyen dans l'atmosphère plus grand qu'un noyau lourd, la première interaction aura donc lieu à une altitude moins élevée. Il en résulte que le maximum de la gerbe (X_{max}) est moins profond lorsqu'il s'agit d'un noyau lourd (une gerbe issue d'un noyau de ^{56}Fe atteint son maximum 100 g/cm² plus haut que s'il s'agit d'un proton de même énergie). De même, plus l'énergie de la particule est élevée plus son parcours dans l'atmosphère sera grand avant sa première interaction. Le maximum de la gerbe s'en trouve alors affecté, il se produit plus bas lorsque l'énergie est plus grande (la profondeur du maximum de la gerbe augmente d'environ 55 g/cm² quand l'énergie du primaire est multipliée par 10).

2.1.2 Le primaire est un photon

Un photon, interagissant avec l'atmosphère, va engendrer une cascade électromagnétique par une production de paire e^+e^- , ces derniers vont alors interagir avec le champ coulombien des atomes et produire un rayonnement de freinage (Bremsstrahlung). Les photons ainsi formés vont de nouveau se désintégrer en une paire e^+e^- et le processus va se répéter.

Un photon a également une probabilité non nulle d'interagir par photoproduction avec les atomes de l'atmosphère (la section efficace est de 0.12 mb environ, soit un photon sur 3000). Ce sont alors des hadrons qui vont être créés, les particules secondaires issues de ce processus seront celles d'une cascade hadronique. En particulier les kaons et les pions chargés vont se désintégrer en muons.

Une cascade électromagnétique comporte donc une partie hadronique généralement faible sauf dans le cas où la première interaction est hadronique. Dans ce cas rien ne distinguera cette gerbe d'une gerbe engendrée par un noyau.

Aux énergies qui nous intéressent, deux effets viennent perturber le développement des gerbes photoniques : l'interaction avec le champ magnétique terrestre, et l'effet Landau Pomeranchuk (1953) [42] et Migdal (1956) [43] (effet LPM).

L'effet LPM correspond à une diminution de la section efficace de bremsstrahlung. Ceci se produit lorsqu'un électron de haute énergie interagit dans un milieu dense, la longueur d'interaction peut alors devenir importante et l'électron est également soumis à la diffusion multiple. Lorsque l'angle de diffusion est plus grand que l'angle d'émission du photon de bremsstrahlung, il y a perte de cohérence et le photon ne peut se former. La limite à laquelle ce phénomène se produit est inversement proportionnelle à la densité du milieu. Plus le milieu est dense et plus on assistera à une suppression de la radiation de freinage. Le même phénomène apparaît pour la création de paires par un photon.

Dans la haute atmosphère, l'énergie de seuil pour l'apparition de l'effet LPM est de $3 \cdot 10^{19}$ eV pour les électrons et les photons. L'interaction de l'électron est alors retardée et les particules secondaires, formées dans un milieu plus dense qu'habituellement, peuvent également subir cet effet. Il en résulte que le développement de la gerbe est beaucoup plus lent que dans le cas d'une cascade électromagnétique dont les particules ne subissent pas l'effet LPM. La valeur du X_{max} est alors beaucoup plus élevée.

Lorsque leur énergie est de l'ordre de 10^{20} eV, les photons et les électrons peuvent interagir avec le champ électromagnétique terrestre avant d'entrer dans l'atmosphère. Un photon arrivant perpendiculairement aux lignes de champ magnétique peut créer une paire e^+e^- en interagissant avec un photon virtuel du champ. Ceux-ci produisent alors un rayonnement par interaction avec le champ magnétique. Plusieurs photons entrent simultanément dans l'atmosphère, créant chacun une gerbe atmosphérique. La superposition de ces gerbes équivaut à une gerbe produite par un photon ayant la même énergie que le photon initial. Cependant, les particules entrant dans l'atmosphère ont chacune une énergie plus faible et l'effet LPM est alors négligeable. Le développement de la gerbe se fait donc plus rapidement. Celle-ci atteint son maxi-

maximum beaucoup plus haut que dans le cas où le photon n'a pas interagit avec le champ magnétique et subit l'effet LPM. Une des conséquences de ceci est que le maximum des gerbes induites par des photons est beaucoup plus dispersé que dans le cas des noyaux (figure 2.2).

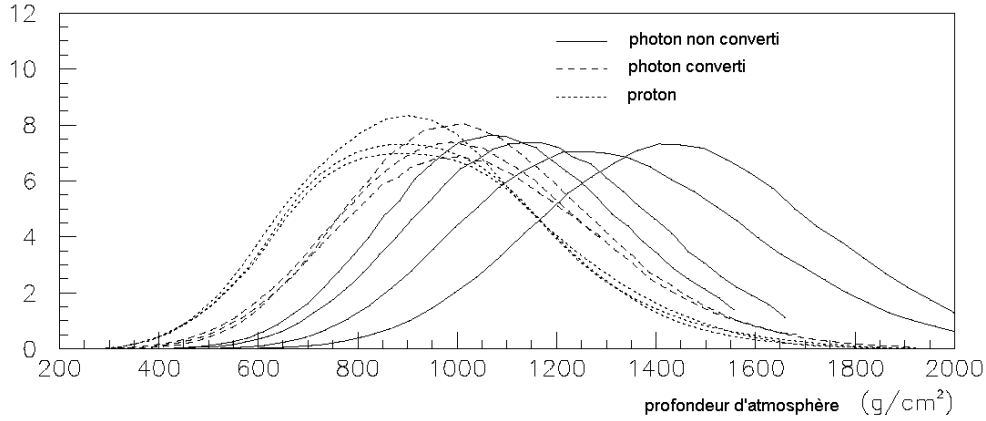


FIG. 2.2 – Profils de fluorescence pour des protons (pointillés), des photons ayant interagi avec le champ magnétique (tirets) et des photons non convertis subissant l'effet LPM (traits pleins), $\theta < 70^\circ$ et $5 \cdot 10^{19} < E < 10^{20}$ eV (d'après [44]).

2.1.3 Le primaire est un neutrino

Les neutrinos peuvent également donner naissance à une gerbe atmosphérique, mais celle-ci commence en général plus loin dans l'atmosphère que dans le cas des noyaux ou des photons car leur section efficace est faible (un neutrino de 10^{18} eV a une probabilité d'interaction de 10^{-5} lorsqu'il parcourt une épaisseur d'atmosphère (10 km, ou 1000 g/cm^2) [45]). La détection d'événements neutrinos est donc favorisée lorsque ceux-ci sont fortement inclinés car la quantité d'atmosphère à parcourir est alors plus importante, ou lorsqu'ils interagissent avec la Terre sous incidence rasante. La gerbe initiée est une gerbe hadronique qui peut être accompagnée d'une composante électromagnétique dans le cas où le neutrino initial est un ν_e . Dans ce cas, la gerbe est détectable et contient encore sa composante électromagnétique lorsqu'elle atteint le détecteur contrairement à une gerbe de proton, noyau ou photon inclinée qui a commencé plus haut dans l'atmosphère et dont la partie électromagnétique a été absorbée avant de parvenir au détecteur. Un ν_τ , après formation d'un τ , est également détectable. En revanche, un ν_μ ne formera pas une gerbe suffisamment importante.

2.2 L'Observatoire Pierre Auger

L'Observatoire Pierre Auger utilise deux techniques permettant d'observer les gerbes atmosphériques : la détection de la lumière de fluorescence produite par l'in-

teraction des particules électromagnétiques de la gerbe avec le diazote de l'air et la détection d'une fraction des particules de la gerbe par des détecteurs au sol.

L'Observatoire sera, à terme, constitué de deux sites semblables, un dans chaque hémisphère, afin de couvrir l'intégralité du ciel. Les détecteurs au sol s'étendront sur une surface de 3000 km^2 dans chaque site, les détecteurs de fluorescence (également appelés yeux de mouche) permettront d'observer la partie du ciel située au-dessus du réseau de surface (figure 2.3). Une telle surface est nécessaire pour acquérir une statistique suffisante, étant donné le très faible flux des rayons cosmiques à ces énergies. Le premier site est d'ores et déjà en construction dans la pampa argentine, près de la ville de Malargüe. Un "réseau test" (engineering array – EA) a été mis en place ; il est constitué d'un œil de mouche contenant deux télescopes et d'une quarantaine de détecteurs de surface. La construction du reste du détecteur, possédant les composants définitifs, se poursuit. Début 2004, le réseau sera composé de 200 stations supplémentaires et de quatre télescopes. L'Observatoire de l'hémisphère sud devrait être terminé en 2005.

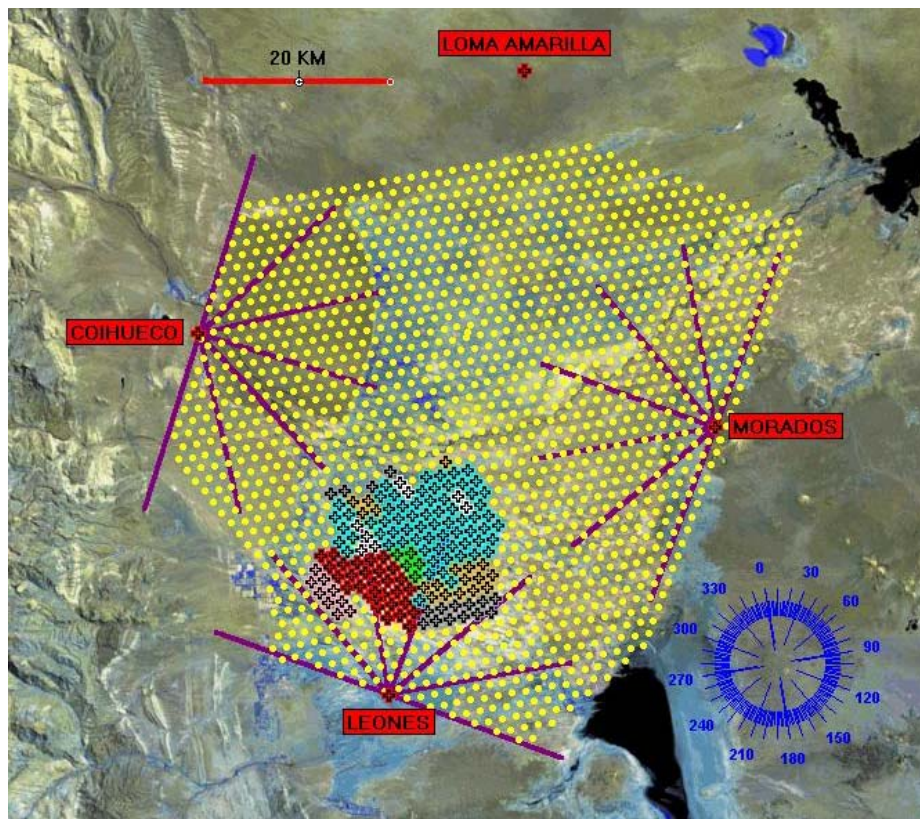


FIG. 2.3 – Plan de l'Observatoire Pierre Auger, les emplacements des 1600 détecteurs de surface et des yeux de mouche (cadres rouges) sont représentés. Les stations signalées par des croix sont celles dont le déploiement est prévu d'ici la fin 2003, la zone rouge est le réseau prototype actuellement en fonctionnement.

2.2.1 Le détecteur de fluorescence

Cette technique de détection est basée sur l'enregistrement de la lumière de fluorescence émise lors du passage des particules secondaires de la gerbe dans l'atmosphère. Ceci permet de déterminer sa direction et de mesurer le profil longitudinal, c'est-à-dire la densité de particules en fonction de la profondeur d'atmosphère traversée.

Principe

Les particules chargées de la gerbe atmosphérique interagissent avec le diazote de l'air, qui en se désexcitant, produit de la lumière de fluorescence proche de l'UV (environ 80% de la lumière est émise entre 300 et 450 nm). L'efficacité de ce processus (énergie émise / énergie perdue dans le milieu) est très faible ($5 \cdot 10^{-5}$), mais le nombre de particules secondaires dans une gerbe est tel que la quantité de lumière produite est suffisamment importante. La lumière de fluorescence est isotrope, et le nombre de photons émis est proportionnel au nombre de particules chargées dans la gerbe. Les particules chargées produisent également de la lumière Čerenkov. Cette lumière n'est pas isotrope, mais contenue dans un cône dirigé suivant l'axe de la particule. Sa contribution, dans le calcul du profil longitudinal, peut devenir non négligeable. Elle doit donc être estimée pour revenir à une quantité de lumière proportionnelle à l'énergie déposée par les particules de la gerbe. Sur la figure 2.4 sont représentées les

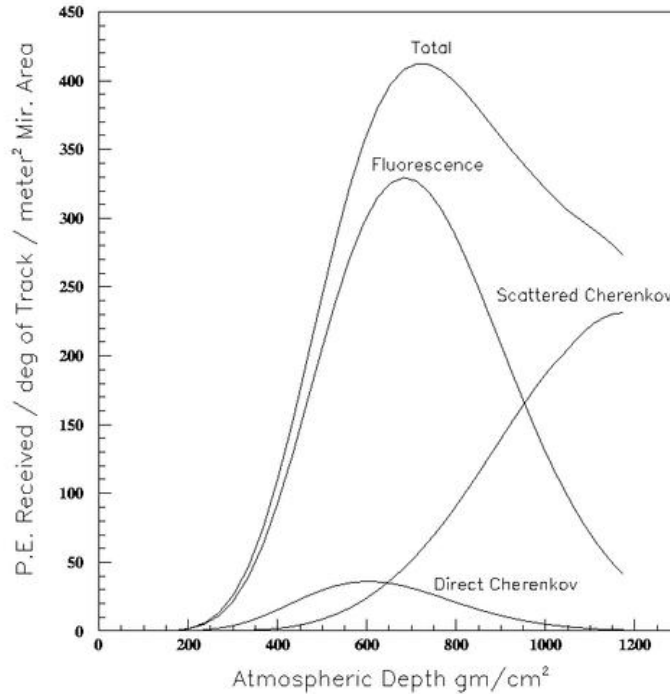


FIG. 2.4 – Contribution des différents types de rayonnement dans le développement longitudinal de la gerbe pour un proton à 10^{19} eV et avec un angle zénithal de 45° (d'après [40]).

différentes contributions de la lumière de fluorescence, de la lumière Čerenkov directe et de la lumière Čerenkov diffusée par l'atmosphère. Si la lumière Čerenkov n'est pas prise en compte l'erreur sur l'énergie peut atteindre 30 %, et la valeur de X_{max} être surestimée de 50 g/cm².

Technique de détection

Le site sud de l'Observatoire sera constitué de quatre bâtiments (ou yeux de mouche), situés à la périphérie du site (figure 2.3), abritant chacun six télescopes. Chaque télescope est constitué d'un miroir sphérique de rayon de courbure 3.4 m, qui reçoit la lumière sur une surface de 1.5 m². Un diaphragme, de 2.2 m², est placé au niveau du centre de courbure du miroir, il permet de réduire les aberrations de coma et garantit ainsi un spot lumineux de taille uniforme sur un grand champ de vision. La lumière est réfléchie vers une caméra, située dans le plan focal du miroir. Celle-ci est composée de 440 photomultiplicateurs hexagonaux, qui constituent les pixels, ayant un angle de vue de 1.5×1.5 deg². Chaque télescope est également équipé d'un filtre UV permettant de réduire le bruit de fond lumineux par rapport au signal de fluorescence. (figures 2.5 et 2.6)

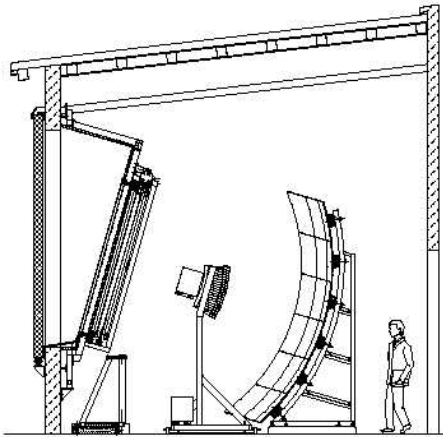


FIG. 2.5 – Schéma d'un télescope à fluorescence. De gauche à droite : le filtre UV, la caméra et le miroir sphérique.



FIG. 2.6 – Photo d'un télescope à fluorescence sur le site de Malargüe. On y voit essentiellement le miroir et la caméra.

Cette géométrie permet d'obtenir un angle de vue de 30° en élévation et de 30° en azimut par télescope, soit une couverture azimutale de 180° pour un œil de mouche constitué de six télescopes. Les gerbes de plus hautes énergies pourront être observées par ce détecteur jusqu'à une trentaine de kilomètres. Les quatre yeux de mouche permettront ainsi de couvrir les 3000 km² du réseau de surface. Cette technique de détection ne peut cependant fonctionner que lors des nuits sans lune, soit 10% du temps.



FIG. 2.7 – Le bâtiment de fluorescence à Los Leones où ont été installés les deux télescopes du réseau prototype. On voit également la tour de communication qui sert de relais pour transmettre les informations au système d'acquisition central.

Reconstruction

La lumière de fluorescence est enregistrée par les pixels de la caméra, chaque pixel correspondant à une direction donnée du ciel. La trace lumineuse dans la caméra permet de reconstruire la position du plan dans lequel se trouve l'axe de la gerbe et le détecteur lui-même. Ce plan est appelé *Shower Detector Plane* (SDP).

L'erreur sur la position de ce plan peut être déterminée grâce à l'enregistrement d'un axe lumineux dont on connaît la direction (un tir laser pointant vers une étoile connue). L'erreur est donnée par la différence d'angle entre le plan reconstruit et le plan contenant le faisceau lumineux et le détecteur. La résolution sur la position du SDP devrait être meilleure que 0.1° [46].

La gerbe peut être considérée comme un point lumineux se déplaçant à la vitesse de la lumière. En enregistrant le temps d'arrivée du signal lumineux dans les différents pixels de la caméra, il est possible de déterminer quelle est la droite appartenant au SDP qui correspond à l'axe de la gerbe.

Un axe du SDP est repéré par deux paramètres : R_p et χ_0 . R_p est la distance perpendiculaire entre le détecteur et l'axe de la gerbe. χ_0 est l'angle entre l'axe de la gerbe et l'horizontale (figure 2.8). Chaque pixel ayant enregistré de la lumière au temps t_i pointe dans le ciel dans une direction qui fait un angle χ_i avec l'horizontale. La lumière enregistrée par ce pixel a été émise au temps $T_0 - (R_p \cotan \theta_i)/c$. T_0 étant le temps où la gerbe passe à la distance minimale R_p de l'œil, et θ_i l'angle entre le point d'émission de la lumière et le détecteur ($\theta_i = \chi_0 - \chi_i$). Le temps mis par la lumière pour se propager du point d'émission au détecteur est $(R_p/\sin \theta_i)/c$. Le temps où le

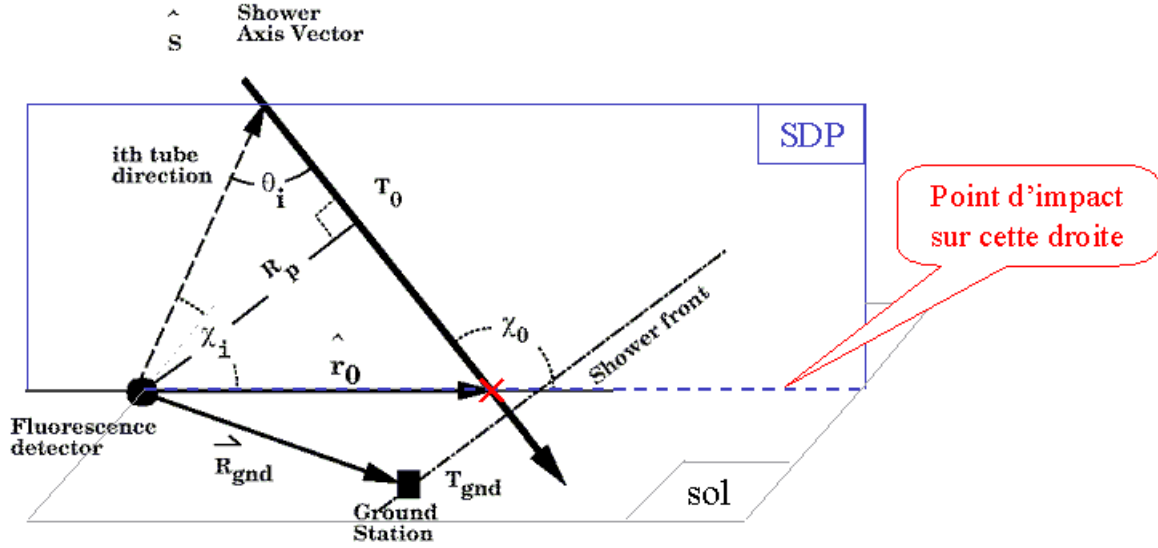


FIG. 2.8 – Géométrie de la gerbe.

pixel enregistre la lumière est donc :

$$t_i = T_0 - \frac{R_p}{c} \cotan \theta_i + \frac{R_p}{c} \frac{1}{\sin \theta_i} = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan(\theta_i/2)$$

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan \left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2} \right)$$

Les paramètres T_0 , R_p et χ_0 peuvent donc être déterminés par un ajustement des (χ_i, t_i) mesurés. Cependant, si peu de pixels ont été touchés et que la variation de la pente de la courbe est faible, l'incertitude sur la position de l'axe de la gerbe dans le SDP est grande. L'erreur peut être réduite si une contrainte supplémentaire est apportée par la détection de la gerbe par un autre télescope ou par un détecteur de surface. (figure 2.9)

Par ailleurs, le nombre de photoélectrons reçus permet de déterminer le nombre d'électrons N_e générés dans l'atmosphère. On peut alors en déduire l'énergie électromagnétique de la gerbe :

$$E_{em} = 2 \text{ (MeV/g.cm}^{-2}\text{)} \int N_e(X) dX$$

X est la profondeur atmosphérique en g/cm².

L'énergie totale de la gerbe est obtenue en corrigeant E_{em} de 15% pour tenir compte de l'énergie emportée par les autres composants de la gerbe (muons, neutrinos, hadrons). La précision est alors de l'ordre de 10%.

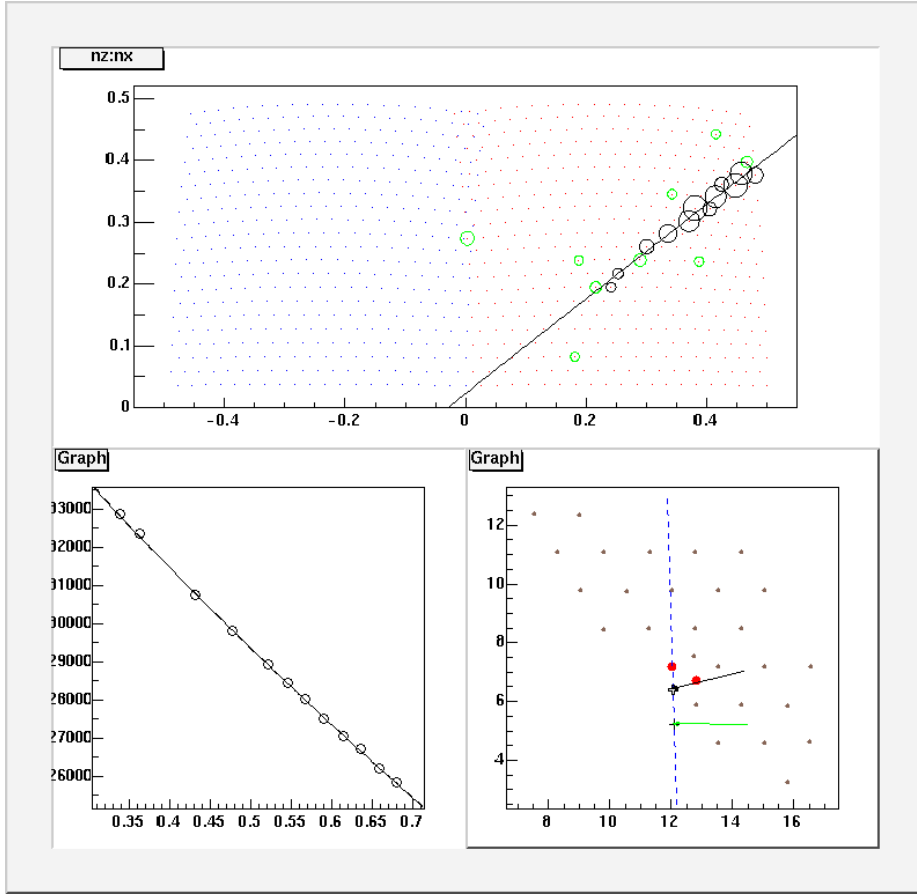


FIG. 2.9 – Exemple d'un enregistrement et reconstruction d'un événement de fluorescence. En haut le signal enregistré par les pixels, en bas à gauche le graphique des (χ_i, t_i) correspondants avec la fonction ajustée, en bas à droite la reconstruction avec en pointillés l'intersection du SDP avec le sol, la croix simple et le trait vert représentent le point d'impact et la direction reconstruite par la fluorescence seule, l'information de deux stations du réseau de surface a permis de préciser la position du point d'impact et les angles d'incidences (croix vide et trait noir).

2.2.2 Le réseau de surface

Cette technique est basée sur l'utilisation d'un réseau de détecteurs, espacés régulièrement, couvrant une grande surface au sol. On observe ainsi une partie des particules des gerbes atmosphériques qui atteignent le sol. Ceci permet de faire un échantillonnage du profil latéral de la gerbe.

Le réseau de l'Observatoire Pierre Auger est composé de 1600 détecteurs (ou stations) par site, constituant un maillage triangulaire de 1.5 km de côté. Il couvre une surface de 3000 km².

Les détecteurs sont des cuves cylindriques de 1.8 m de rayon remplies d'eau pure sur une hauteur de 1.2 m. Les particules chargées de la gerbe y entrant émettent de la

lumière Čerenkov récoltée par trois photomultiplicateurs placés en contact optique avec la surface de l'eau. L'intérieur de la cuve est recouvert d'une surface réfléchissante et diffusante (Tyvec) permettant de collecter un maximum de lumière.

Chaque station est également équipée d'un panneau solaire et d'une batterie pour l'alimentation de l'électronique (pour l'électronique on pourra consulter la référence [47]), ainsi que d'une antenne radio pour communiquer avec le système d'acquisition central [48], ce qui la rend complètement autonome. Enfin, chaque station possède un GPS (Global Positionning System) qui permet de dater les événements avec précision et d'un ordinateur local. (Figure 2.10) .

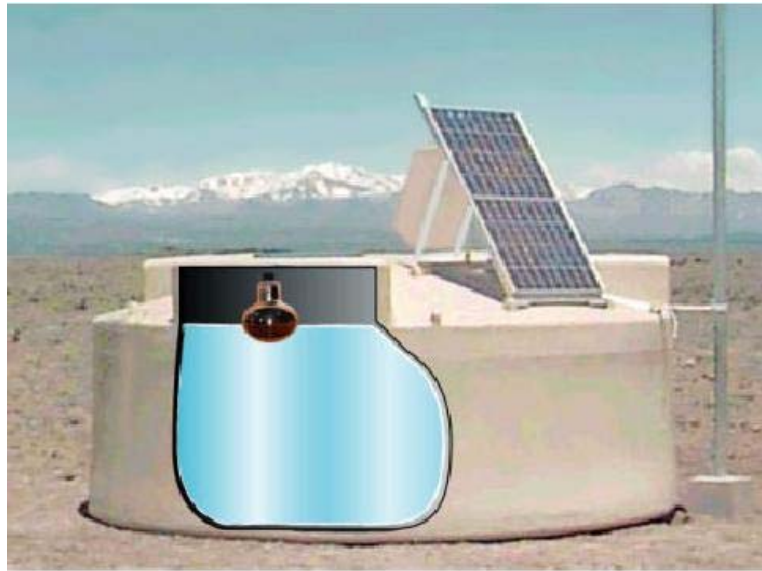


FIG. 2.10 – Photo d'un détecteur de surface d'Auger dans la pampa, modifiée pour montrer la hauteur d'eau et la position d'un photomultiplicateur.

Signaux

L'intensité du signal recueillie dans les cuves dépend de la distance au cœur de la gerbe. Lorsque la station est proche du cœur, le signal est de haute intensité et relativement court. Au contraire, lorsque la station est loin du cœur le signal est de faible intensité et étalé en temps (figure 2.11).

La largeur des signaux enregistrés dépend de l'épaisseur du front de gerbe. Une simulation réalisée pour la construction du détecteur [40] a permis de montrer que les particules pouvaient arriver dans un intervalle de plusieurs microsecondes (figure 2.12), l'épaisseur du front augmentant avec la distance à l'axe.

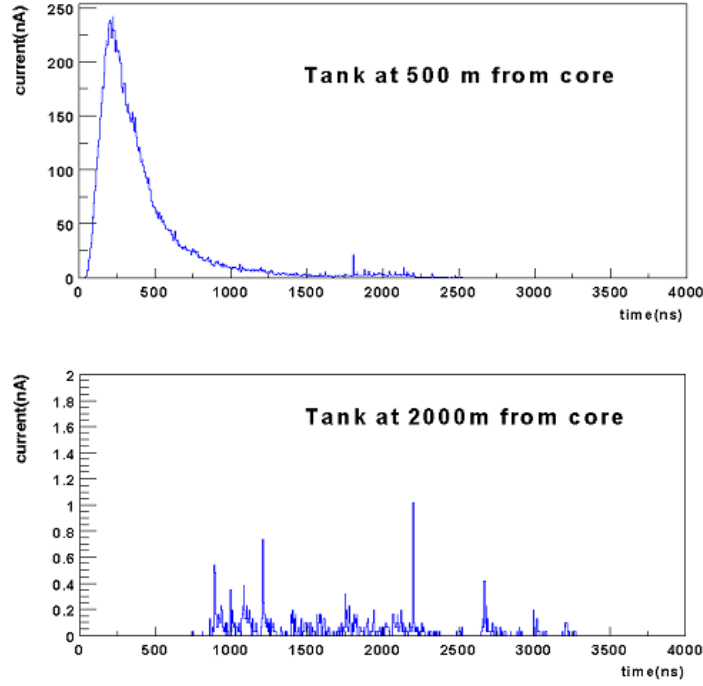


FIG. 2.11 – *Simulation de signaux enregistrés par le détecteur de surface à différentes distances du cœur de la gerbe, pour une gerbe de $5 \cdot 10^{20}$ eV et à 30° . Proche du centre de la gerbe le signal est intense et comprimé, loin du cœur le signal est peu intense et étalé.*

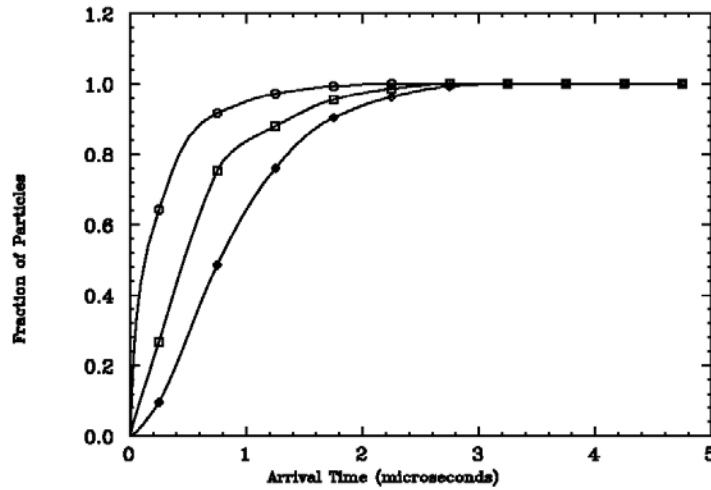


FIG. 2.12 – *Temps d'arrivée intégré des particules à 900 mètres du cœur, à partir de simulations de gerbes de proton de 10^{19} eV. Les trois courbes indiquent respectivement les muons, photons et électrons, les muons arrivant en premier. [40]*

Afin de pouvoir couvrir l'ensemble de l'intervalle d'intensité des signaux, chaque photomultiplicateur possède deux sorties : une sur l'anode (bas gain), et une autre sur la dernière dynode suivie d'un amplificateur (haut gain). Le rapport entre les deux gains est de l'ordre de 32. Les signaux des photomultiplicateurs sont injectés dans un flash ADC qui échantillonne à la fréquence de 40 MHz et sont enregistrés continûment dans une mémoire tampon sur une durée de 19 μ s. Lorsque le signal déclenche le trigger, il est conservé en mémoire jusqu'à l'envoi au système d'acquisition central.

Pour l'analyse, les signaux sont convertis en VEM (*vertical equivalent muon*) qui correspond au signal laissé par un muon vertical passant au centre de la cuve. Cette valeur est facilement mesurable en enregistrant les muons du fond cosmique. Le rapport entre le signal laissé par les muons du fond cosmique et les muons uniquement verticaux est obtenu en utilisant la coïncidence avec deux scintillateurs placés au-dessus et en-dessous d'une station test [49, 50].

Un muon vertical produit environ 20000 photons Čerenkov dans la cuve, 60 photo-électrons étant alors recueillis dans chaque photomultiplicateur (voir la section 4.8 p. 59 pour plus de détails, ainsi que la référence [51]). Le nombre de VEM attendus, à 1000 m, est d'environ 80 pour une gerbe de 10^{19} eV et 4000 pour une gerbe à $5 \cdot 10^{20}$ eV.

Triggers

Le déclenchement se fait dans un premier temps au niveau de la station locale. Le trigger de niveau 1 (T1) est réalisé de façon électronique grâce à un circuit intégré programmable (PLD – Programmable Logic Device) [52]. Deux conditions indépendantes, mais appliquées simultanément, permettent de déclencher ce trigger : lorsqu'un seuil est dépassé simultanément sur les trois photomultiplicateurs ou lorsqu'un certain nombre de canaux, non forcément consécutifs, dépassent un seuil dans une fenêtre en temps donnée. Le premier type de T1 s'applique en général aux stations proches du cœur de la gerbe alors que le deuxième est plus adapté pour recueillir les signaux de stations situées à de grandes distances. Les seuils et fenêtre en temps sont ajustés de façon à recueillir un minimum d'événements fortuits (des gerbes de petite énergie) et à avoir un taux de trigger de l'ordre de 100 Hz.

Le passage au niveau 2 de déclenchement (T2) est décidé par un programme implémenté au niveau de l'ordinateur (CPU) de la station. Celui-ci impose des conditions plus strictes sur le signal (seuil plus élevé) afin d'obtenir un taux de déclenchement de 20 Hz.

Les T2 sont envoyés au système d'acquisition central qui déclenche un trigger de niveau 3 (T3) si au moins 3 stations, compatibles spatio-temporellement, ont signalé un T2.

2.2.3 Performances

Un site de l'Observatoire Pierre Auger, couvrant une surface de 3000 km² devrait, si on considère le flux observé par AGASA dans l'hémisphère nord, détecter une trentaine d'événements par an au-dessus de 10^{20} eV et 3000 au-dessus de 10^{19} eV. L'efficacité de détection à ces énergies est de 100%. Des événements de plus basse

énergie pourront également être observés, mais avec une efficacité de 30% à $3 \cdot 10^{18}$ eV.

Les performances attendues sont résumées dans les tables ci-dessous. L'observation hybride (détecteur de surface + fluorescence) permet d'améliorer sensiblement la précision sur la reconstruction mais ne fonctionne que 10% du temps.

10^{19} eV	détecteur de surface	détecteur de fluorescence	détection hybride
$\Delta\theta$	2°	1°	0.35°
Δ Impact	80 m	400 m	35 m
$\Delta E/E$	18%	15%	4.5%

TAB. 2.1 – *Précisions attendues à 10^{19} eV pour les différents modes de détection.*

10^{20} eV	détecteur de surface	détecteur de fluorescence	détection hybride
$\Delta\theta$	1°	1°	0.35°
Δ Impact	40 m	400 m	30 m
$\Delta E/E$	7%	10%	2.5%

TAB. 2.2 – *Précisions attendues à 10^{20} eV pour les différents modes de détection.*

2.2.4 Réseau prototype

En août 2001, les premières stations du détecteur de surface ont commencé à enregistrer des événements. La construction du réseau prototype (Engineering Array - EA) a continué jusqu'en décembre 2001 pour atteindre une quarantaine de stations dont 32 capables d'enregistrer des événements. Pendant le même temps, deux télescopes de fluorescence prototypes ont également été mis en fonctionnement et on a pu ainsi enregistrer une centaine d'événements associant les deux techniques de détection de décembre 2001 à mars 2002.

La configuration du détecteur de surface prototype est représentée figure 2.13. Deux stations ont été placées à 11 mètres l'une de l'autre pour étudier les fluctuations naturelles des gerbes atmosphériques. Deux stations ont également été ajoutées au milieu du maillage triangulaire de 1.5 km, on appelle cette région *infield*. Cette région permet de détecter et d'étudier des gerbes de plus petite énergie.

Les stations sont habituellement repérées par leur coordonnées UTM (Universal Transverse Mercator), grâce à un système GPS, l'axe des abscisses étant orienté suivant la ligne ouest-est (easting) et l'axe des ordonnées suivant la ligne sud-nord (northing). En ce qui concerne le réseau prototype, nous négligeons les effets de courbure de la Terre, et les coordonnées UTM sont assimilées aux coordonnées cartésiennes. Pour des raisons de commodités nous avons translaté le centre du repère au centre de l'*infield*.

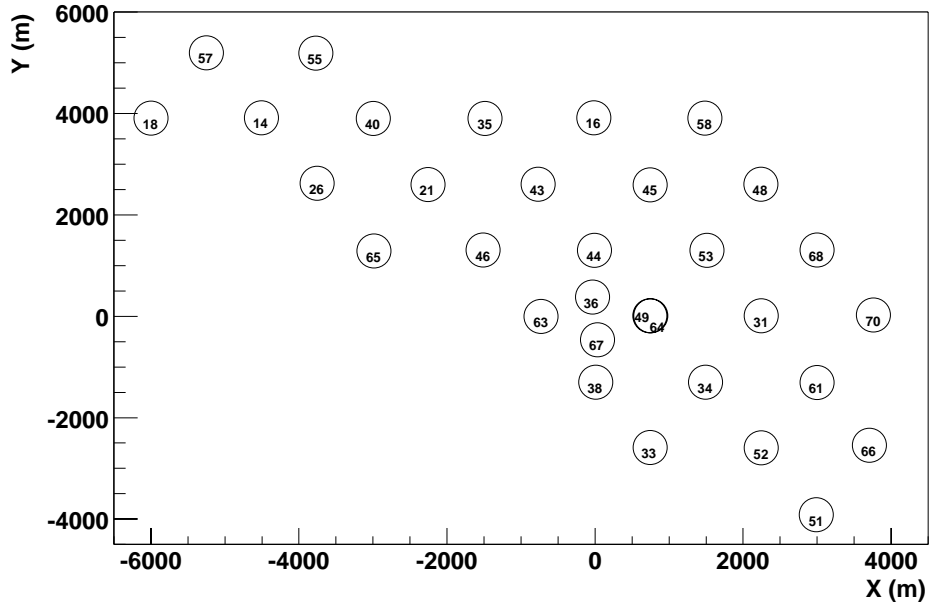


FIG. 2.13 – *Plan du réseau de surface prototype. Chaque cuve est identifiée par un numéro et un nom. Pour des raison de commodité l'origine du repère de coordonnées a été placé au milieu du champ.*

Les deux triggers, implémentés au niveau de la station locale, ont les caractéristiques suivantes :

- le trigger *threshold* de niveau 1 (T1) est déclenché lorsque le signal atteint 1.7 VEM sur les trois photomultiplicateurs simultanément, le trigger devient T2 lorsque le signal dépasse 3 VEM,
- le trigger *time over threshold* de niveau 1, identique à celui de niveau 2, est déclenché lorsque le signal présente 12 canaux au-dessus de 0.2 VEM dans une fenêtre de 3 μ s.

Le trigger de niveau 3 (T3) est déclenché lorsque trois stations, compatibles spatio-temporellement, ont envoyé un T2 dans une fenêtre de 60 μ s ($\pm 30 \mu$ s). Le signal de toutes les stations (même celles qui ont obtenu seulement un T1) est alors récupéré pour constituer un événement.

L'étude des premiers événements de ce réseau prototype fera l'objet du chapitre 5.

2.3 Conclusion

L'Observatoire Pierre Auger est le premier détecteur à mesurer les deux caractéristiques des gerbes : leurs profils longitudinal et latéral. Ceci va permettre d'inter-calibrer les deux techniques de détection des gerbes atmosphériques (fluorescence et échantillonnage des particules au sol). Grâce à son importante surface de détection, il permettra également d'augmenter considérablement la statistique des rayons cosmiques au-delà de 10^{19} eV, élément important dans la recherche de l'explication de leur origine.

Le premier site de l'Observatoire est actuellement en cours de construction dans l'hémisphère sud. Un réseau prototype permet d'acquérir des événements depuis août 2001.

Chapitre 3

Sauvegarde et récupération données

3.1 Présentation

Les données réelles et simulées de l'expérience Pierre Auger doivent être sauvegardées de manière fiable dans différents sites, afin d'être accessibles à l'ensemble de la collaboration. Le Centre de Calcul de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (CCIN2P3), situé à Lyon, est le site principal en charge de cette tâche. Toutes les données, réelles et simulées, de l'expérience y sont enregistrées dans un système de stockage appelé HPSS (High Performance Storage System). Les fichiers sont indexés dans une base de données.

Etant donnée l'importante quantité des données stockées (cf. tableau 3.1), il est nécessaire de disposer de programmes permettant d'automatiser leur sauvegarde dans le système de stockage et de faciliter la récupération des fichiers sauvés. Ces programmes, qui doivent exploiter les fonctionnalités de la base de données de l'expérience, font appel à des bibliothèques déjà existantes, mises en place dans le contexte de la création de cette base de données.

3.2 Situation

3.2.1 Les sites miroirs

Les données enregistrées sur le site de l'expérience sont copiées par un laboratoire principal qui est ensuite chargé de les stocker et de les rendre accessibles à l'ensemble des équipes de la collaboration. Les fichiers doivent également être copiés dans des sites secondaires. L'organisation des données réelles est similaire dans tous les sites chargés de les conserver : ils sont appelés sites miroirs. Deux sites sont situés en Amérique : un à Chicago (Laboratoire de Fermilab) pour le nord et un à Buenos Aires (université de La Plata) pour le sud. Le site principal est le site européen situé en France, il s'agit du Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon qui fournit aux différentes expériences de l'IN2P3 d'importantes capacités de calcul et de stockage des données.

Type de données	Période	Taille	Nombre d'événements correspondants	taux
Simulation (CORSIKA) d'après [53]	Janv. 01 – –Fév. 02	14 TB	52700 gerbes	$\approx 30\text{GB/jour}$
Simulation (AIRES) d'ap.[54]	Janv. 02 – – Juin. 02	888 GB	10000 gerbes	
Données SD	Août 2001 – – Mars 2003	30 G	415300 événements enregistrés	$\approx 90\text{MB/jour}$
Données FD	Juin. 2001 – – Avril 2002	42 G	147600 événements enregistrés	750MB/jour max

TAB. 3.1 – *Quantité de données, simulées ou réelles, enregistrées au CCIN2P3. SD indique les données (événements réels, calibration et monitoring) relatives au détecteur de surface et FD au détecteur de fluorescence.*

3.2.2 Stratégie de sauvegarde

Formats de données et sauvegarde

Les données stockées au centre de calcul de Lyon sont de plusieurs types : les données réelles, de calibration et de monitoring, provenant des deux types de détecteurs (réseau de surface et détecteur de fluorescence), et les données simulées. Deux programmes de simulation des gerbes atmosphériques sont utilisés par la collaboration : AIRES et CORSIKA. Différents programmes sont également utilisés pour la simulation des deux détecteurs.

Le format de données retenu par l'expérience est le format ROOT (développé au CERN) [55]. Les données en provenance du site de production utilisent ce format. En revanche, les programmes de simulation utilisent leur propre format de données, constitué de plusieurs fichiers de différents types. Les différents fichiers provenant d'une même simulation portent le même nom (nom de base), indépendamment du répertoire et de l'extension. Ces données peuvent également être converties au format ROOT.

Toutes ces données sont sauvegardées dans un système de stockage appelé HPSS d'une capacité de plusieurs centaines de Téra-octets. Cet espace présente une structure arborescente similaire à celle d'UNIX.

Le HPSS est en fait constitué d'un ensemble de bandes magnétiques gérées automatiquement par un robot. La vitesse d'accès aux données est en conséquence plus lente que sur un disque standard et la sauvegarde de fichiers de petite taille peu efficace. L'accès au HPSS se fait par l'intermédiaire d'un protocole spécifique : le protocole RFIO (Remote File Input/Output) développé au CERN. Ce protocole permet par ailleurs un accès direct aux fichiers créés par le logiciel ROOT.

Les fichiers au format ROOT, qui peuvent être accédés directement dans le HPSS, sont

donc sauvegardés tels quels dans le système de stockage. Les petits fichiers produits lors d'une même simulation sont regroupés avec les fichiers binaires dans un fichier de grande taille (archive). Cette fonctionnalité est prise en charge par le logiciel *tar*, standard de UNIX. L'archive porte le même nom de base que les fichiers de la simulation et possède l'extension *tar*.

Emplacement des fichiers

L'emplacement des fichiers dans les répertoires du système de stockage dépend des caractéristiques des données qu'ils contiennent.

Pour les données de simulation les critères de classement sont : le type de simulation (gerbe atmosphérique, détecteur, ...), le programme utilisé pour la simulation et le type de particule primaire simulée. Par exemple, une gerbe atmosphérique ayant été simulée par le programme CORSIKA et dont la particule primaire est un proton sera placée dans le répertoire `MP/corsika/proton/` (MP pour Monte Carlo Parent).

Pour les données réelles, provenant du site de production, l'organisation des répertoires est imposée par l'expérience de façon à ce que celle-ci soit la même dans tous les sites miroirs. Les critères de classement sont : le type de données (data, calibration, monitoring), le type de détecteur dont proviennent les données (Sd pour le réseau de surface et Fd pour le détecteur de fluorescence), puis l'année et le mois d'enregistrement de ces données. Par exemple, des données ayant été enregistrées le 23 janvier 2002 par le réseau de surface sont placées dans le répertoire `Raid/data/Sd/2002/01/`.

La base de données

Les fichiers stockés dans le HPSS sont référencés dans une base de données ORACLE® [56]. Elle tient lieu de catalogue électronique, associant aux noms des fichiers un certain nombre d'informations sur les données qu'ils contiennent. Ceci permet de retrouver l'emplacement des données à partir de critères de sélection comme par exemple la date du fichier, le numéro d'un évènement (données réelles), ou la nature de la particule primaire (données simulées).

3.3 Réalisation

3.3.1 Fichiers de description (info et XML)

L'emplacement des données dans le système de stockage dépend de leurs caractéristiques dont la connaissance nécessite la lecture des fichiers. Etant donné le nombre important de formats il a été proposé de créer un fichier accompagnant les données et contenant la description de celles-ci. Deux formats peuvent être utilisés pour cette description : XML et *info*. Le format XML (Extensible Markup Language) est un standard émergent, introduit à l'origine pour remplacer le langage HTML, et également utilisé dans l'échange d'informations entre systèmes de gestion de données. Le format

<pre> begin = MP site_of_production = lyon file_format = corsika run_number = 32200 begin = shower primary_particle = 31 primary_energy = 10 primary_theta = 30 end = shower end = MP </pre>	<pre> <MP> <site_of_production> lyon </site_of_production> <file_format> corsika </file_format> <run_number> 32200 </run_number> <shower> <primary_particle> 31 </primary_particle> <primary_energy> 10 </primary_energy> <primary_theta> 30 </primary_theta> </shower> </MP> </pre>
a)	b)

FIG. 3.1 – a) Extrait d'un fichier info accompagnant les fichiers de simulation CORSIKA, b) le fichier XML correspondant.

info est une simplification de XML, propre à l'expérience Auger, destiné à faciliter l'adaptation des programmes de simulation en FORTRAN. Il décrit les données sous la forme *clé = valeur* (cf figure 3.1). Ce fichier, comme le format XML, est organisé en blocs correspondant à un type de données à décrire (par exemple une gerbe, une station, ...). Ces blocs sont délimités par les mots clés spécifiques *begin* et *end*. Un bloc peut contenir des informations "simples" ou des sous-blocs. Les mots clés permettant de décrire l'information font l'objet d'une convention choisie par les différents administrateurs des programmes. Certains mots clés sont supportés et utilisés par les programmes de sauvegarde et de récupération des données. D'autres informations peuvent être ajoutées lors de la création des fichiers de description. Ces informations seront enregistrées dans la base de données, permettant une recherche rapide de fichiers de données selon différents critères.

3.3.2 Sauvegarde des données : SaveData

La sauvegarde des données se déroule en deux étapes. Dans un premier temps, les fichiers sont regroupés selon leur nom de base. La seconde étape consiste en la sauvegarde proprement dite des fichiers dans le HPSS.

Ce logiciel, réalisé en langage Java, fait intervenir quatre classes pour l'organisation des fichiers : *FileGrouper*, *FileGroup*, *TarGroup* et *SavedGroup*.

Le regroupement des fichiers par leur nom de base est fait par l'intermédiaire du *FileGrouper*. Cet objet permet de regrouper les fichiers dans des *FileGroup* : il s'agit d'une liste de noms de fichiers ayant même base, associée à ce nom de base.

Les fichiers qui ne sont pas au format ROOT et destinés à être archivés sont regroupés, sous forme d'une liste, dans un objet *TarGroup*. Cet objet contient également le nom complet de l'archive (même nom de base que le lot de données avec l'extension *tar* et le nom de répertoire de destination). Les fichiers destinés à être copiés, c'est-à-dire le fichier ROOT et le fichier *tar*, sont regroupés dans un *SavedGroup*.

La sauvegarde des données fait intervenir deux classes : *DescriptionReader* et *InfoSet*.

Pour chaque *FileGroup* formé, on lit le fichier de description des données (le fichier *info* ou XML) grâce à un *DescriptionReader*. Il existe deux *readers* : un par format de description. En attendant la mise en place des fichiers de description, deux *readers* ont également été créés pour les données de simulation. Ces programmes lisent les fichiers binaires (format AIRES ou CORSIKA) qui contiennent la description des gerbes. Désormais, on impose la présence du fichier de description et ces deux derniers *readers* ne sont plus mis à jour en fonction de l'évolution des programmes de simulation.

La lecture du fichier de description de données permet de déterminer l'emplacement à attribuer aux fichiers dans le système de stockage. Les informations présentes dans le fichier de description sont contenues dans un objet de la classe *InfoSet*. Il s'agit en fait d'une liste associative où à chaque clé est associée la valeur correspondante. Grâce à cet *InfoSet* on peut obtenir facilement les valeurs permettant de déterminer le type de données, et donc le répertoire où elles doivent être sauvegardées. Les fichiers y sont alors copiés.

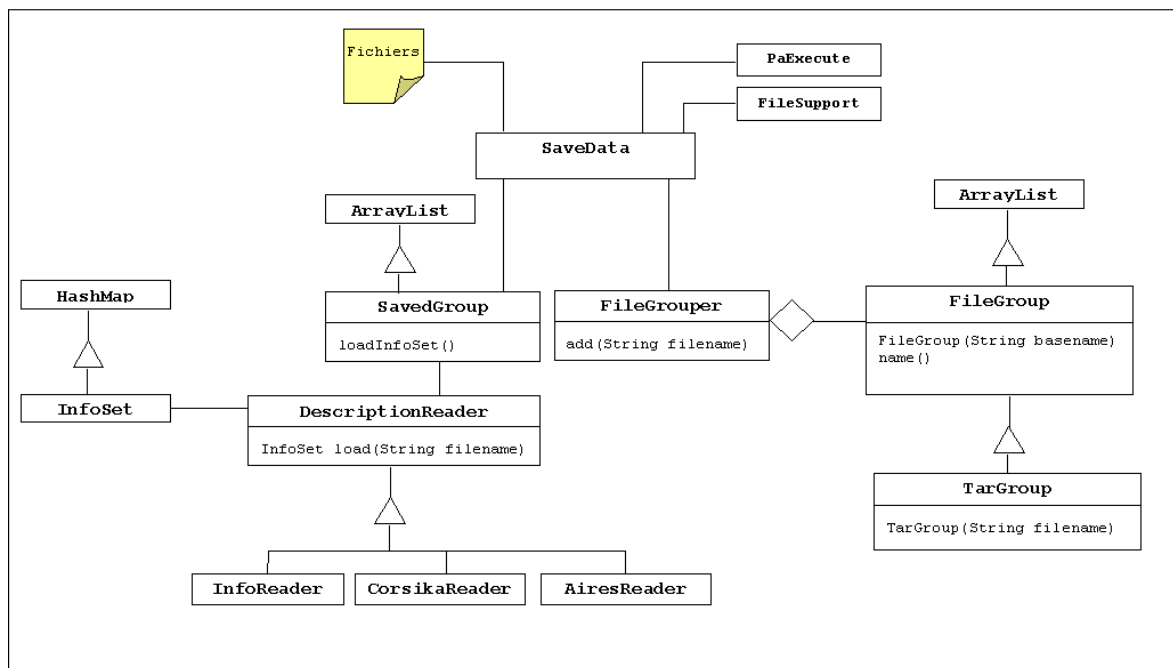


FIG. 3.2 – Schéma de description de *SaveData*, sont représentées les différentes classes intervenant dans le programme et les fonctions associées.

3.3.3 Récupération des données : RestoreData

RestoreData permet d'extraire une liste de fichiers du HPSS et de les copier sur un disque "standard". Le programme accepte deux ensembles d'arguments : la liste des fichiers à récupérer et un répertoire de destination. Celui-ci doit être le dernier argument de la ligne d'appel au programme.

Si le nom complet des fichiers à extraire n'est pas indiqué, l'emplacement de ceux-ci devra être recherché dans la base de données. Le programme peut traiter deux types de fichiers : ceux qui sont sauvegardés seuls et ceux qui sont regroupés dans une archive. Dans le premier cas, le fichier est copié directement dans le répertoire de destination. Dans le deuxième, le fichier est d'abord extrait de l'archive par le programme, puis copié.

Un fichier dont le nom existe déjà dans le répertoire de destination n'est pas copié. Pour remplacer le fichier existant l'utilisateur doit avoir spécifié l'option *supersede* dans la ligne de commande.

3.3.4 Utilitaires pour la manipulation de fichiers

PaExecute

SaveData et RestoreData font appel à des commandes UNIX qui nécessitent parfois l'utilisation du protocole RFIO. Afin de pouvoir adapter facilement ces programmes à d'autres systèmes (qui n'utilisent pas le protocole RFIO par exemple), les appels à ces commandes systèmes se font par l'intermédiaire de la classe *PaExecute* qui fournit un certain nombre de méthodes faisant appel à des scripts écrits en *shell*.

La classe *PaExecute* fournit des facilités pour la copie de fichiers, la création de répertoires, la création d'archives *tar* et l'extraction de fichiers d'une archive *tar*.

FileSupport

La classe *FileSupport* fournit des facilités pour obtenir des informations sur les fichiers, en particulier des fonctions permettent d'obtenir le nom de base du fichier, et son format.

3.4 Conclusion

Deux utilitaires ont été réalisés. L'un (*SaveData*) permet de sauvegarder une liste de fichiers dans le système de stockage du CCIN2P3. Ce système de stockage (HPSS) est organisé en répertoires. Les données sont placées dans les répertoires en fonction de leur type (réelles, calibration, monitoring ou simulées). Cette sauvegarde automatique a nécessité la définition de fichiers de description accompagnant les données. Deux formats ont été retenus : le format XML et le format *info*, plus spécifique. Ces fichiers contiennent des informations sur les fichiers qu'ils accompagnent et les données qui y sont contenues.

L'autre utilitaire (*RestoreData*) permet de copier des fichiers du système de stockage

sur un disque standard. Les fichiers stockés dans des archives en sont extraits et copiés directement.

La réalisation de ces utilitaires a nécessité le développement d'un ensemble logiciel qui a été intégré à la bibliothèque de programmes utilisée pour administrer les données de l'expérience. Ces programmes utiliseront les fonctionnalités de la base de données. Ceci permettra de sélectionner les données selon des critères physiques (paramètres de simulation comme la nature du primaire ou l'énergie, numéro d'un événement ou nombre de stations touchées pour les données réelles).

Chapitre 4

Calibration relative et absolue des détecteurs de surface

Nous utilisons les triggers T2 du réseau prototype (cf section 2.2.4) pour calibrer les détecteurs de surface. Nous effectuons dans un premier temps la calibration relative des photomultiplicateurs : calcul de la ligne de base (ou piédestal), du bruit électronique, du gain relatif de chaque photomultiplicateur, étude de la réponse des trois photomultiplicateurs dans une station. Les événements enregistrés permettent également de déterminer le spectre du photoélectron unique et, enfin, d'établir le signal moyen d'un muon dans une cuve (valeur du VEM).

Il s'agit ici d'une première étude sur les méthodes à utiliser pour calibrer les détecteurs de surface. Certains de ces calculs effectués "off line" avec les événements devront, par la suite, être réalisés "on line" par l'intelligence locale de la station.

4.1 Les signaux

Les photomultiplicateurs (ou tubes) d'une station sont numérotés de 1 à 3. Les haut et bas gains correspondant sont numérotés respectivement de 1 à 3 (voies 1, 2, 3) et de 4 à 6 (voies 4, 5, 6). Le signal brut enregistré par les flashes ADC (10 bits) est échantillonné en canaux de 25 ns et est donné en unité de canaux FADC.

Les signaux utilisés pour cette étude sont ceux ayant déclenché un T2 de type *threshold*. En général proches du cœur de la gerbe, ces signaux présentent un seul pic correspondant au temps du trigger (le canal en temps numéro 256). Un exemple de trace FADC (haut et bas gain) est représenté figure 4.1, la ligne de base ayant été soustraite (méthode détaillée dans le paragraphe suivant). On y a également représenté le seuil du déclenchement du trigger T2 à 150 canaux FADC, ce qui correspond à 3 VEM environ.

Plusieurs informations peuvent être extraites de cette figure : le signal commence au canal en temps 256 et est entièrement contenu dans un intervalle de 30 canaux, le signal a la forme d'une exponentielle décroissante.

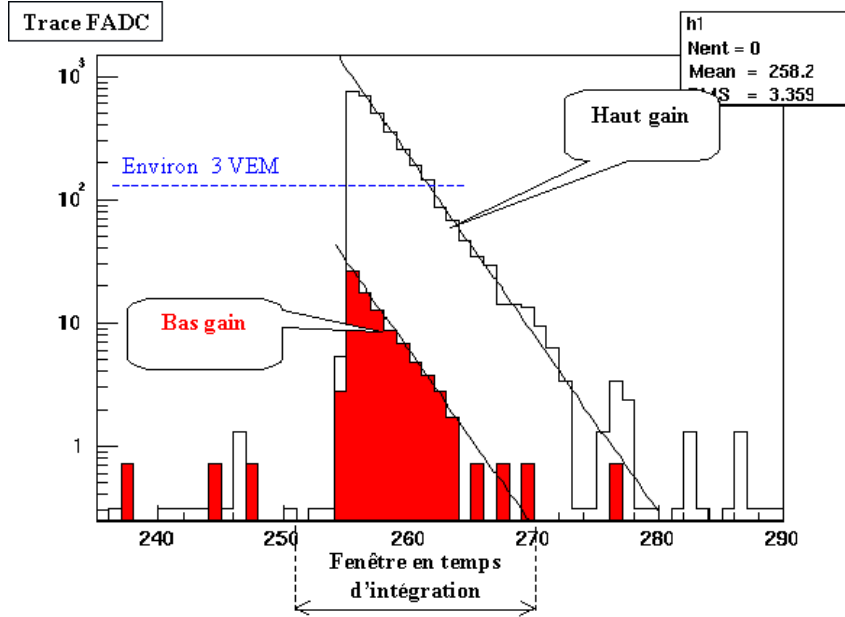


FIG. 4.1 – Représentation d’une trace FADC enregistrée lors d’un trigger T2. Le haut et le bas gain sont représentés, la ligne de base ayant été soustraite préalablement.

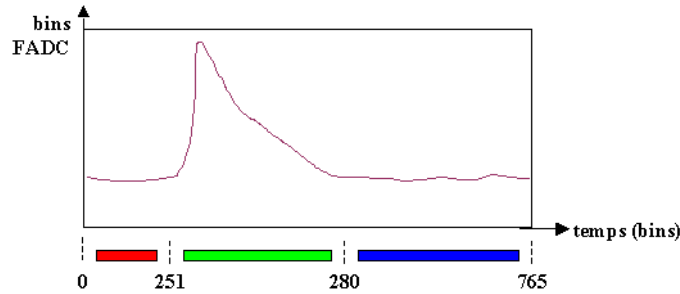


FIG. 4.2 – Découpage du signal en trois parties.

L’intégralité du signal peut être décomposée en trois parties temporelles (figure 4.2) : avant, pendant et après le signal de la gerbe. Nous faisons l’histogramme des valeurs des canaux FADC, sur un photomultiplicateur, de ces trois parties du signal pour la station 21 durant le mois de janvier 2002 (figure 4.3). On peut voir en détail figure 4.4 le premier histogramme qui représente les valeurs des canaux FADC avant l’arrivée du signal de la gerbe. Le premier pic correspond à la valeur de la ligne de base, il est ici centré sur 0 car nous l’avons déjà soustraite. La largeur de ce pic nous donne la valeur du bruit électronique. Un fit gaussien de la partie gauche du pic permet de déterminer que le bruit ne dépasse pas 1 canal FADC.

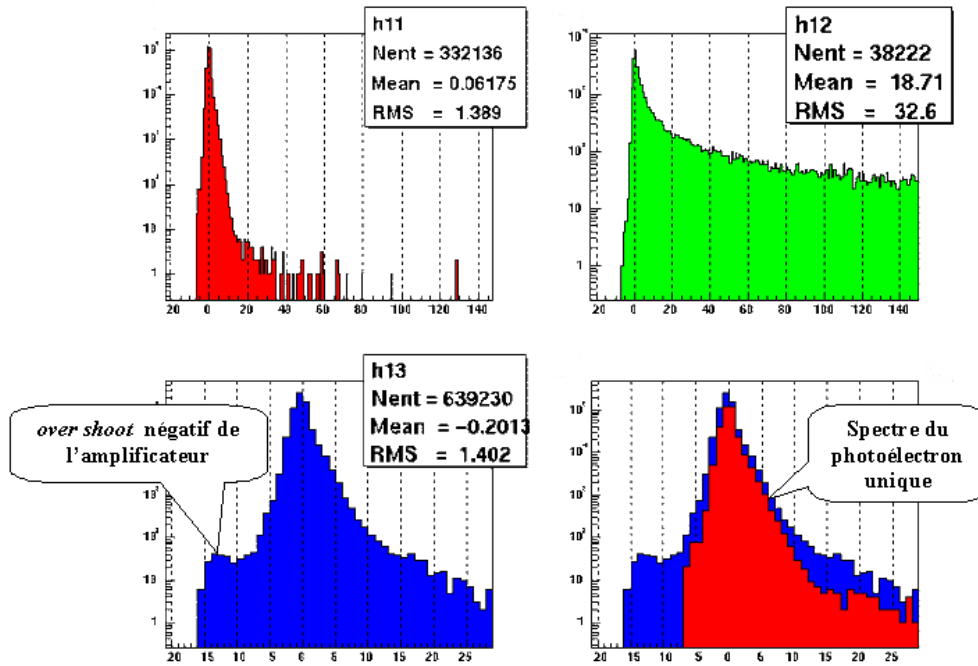


FIG. 4.3 – Histogramme des différentes parties du signal définies figure 4.2 : valeurs des canaux FADC avant le signal (en haut à gauche), pendant le signal (en haut à droite) et après le signal (en bas à gauche). En bas à droite le premier et le troisième histogramme ont été superposés.

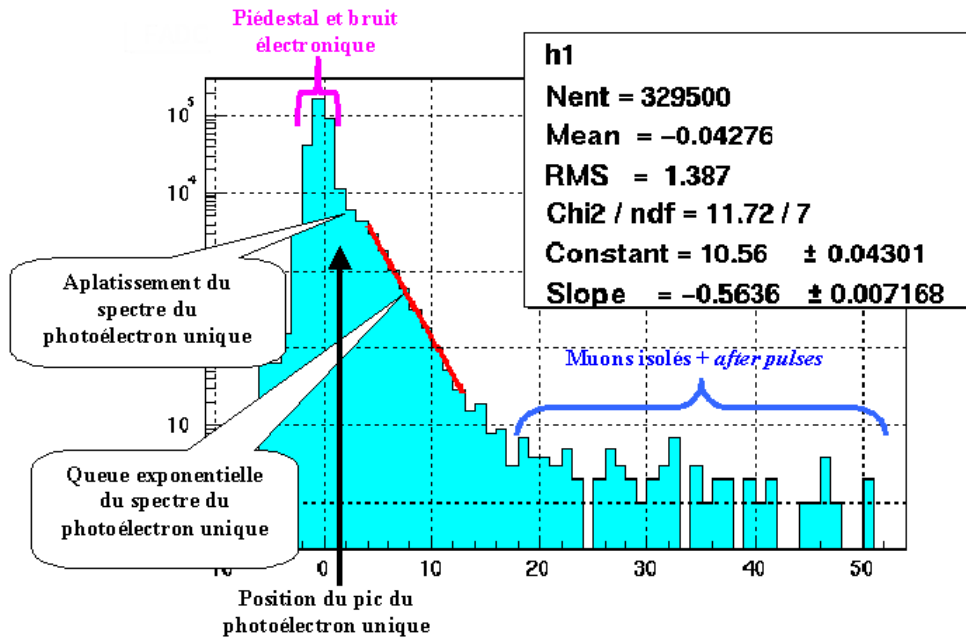


FIG. 4.4 – Histogramme des valeurs des canaux FADC avant l'arrivée du signal.

A droite de ce pic, la décroissance exponentielle correspond au signal de photo-électrons isolés dont la présence est due à une fuite de lumière dans cette cuve. Les pics répartis uniformément à l'extrémité droite de l'histogramme correspondent sans doute au signal de muons isolés ou à des "post-impulsions" ¹.

Sur le troisième histogramme figure 4.3, qui représente les valeurs des canaux FADC après le signal, on observe une bosse à des valeurs négatives. Ceci se produit lorsque le signal sur le haut gain est saturé (figure 4.5). Le bas gain ne présente pas alors de telles valeurs négatives après le signal de la gerbe. Cet *under shoot* est dû à l'amplificateur placé après la dynode. Il ne pose pas réellement de problème car nous utilisons le bas gain lorsque le signal sur le haut gain est saturé.

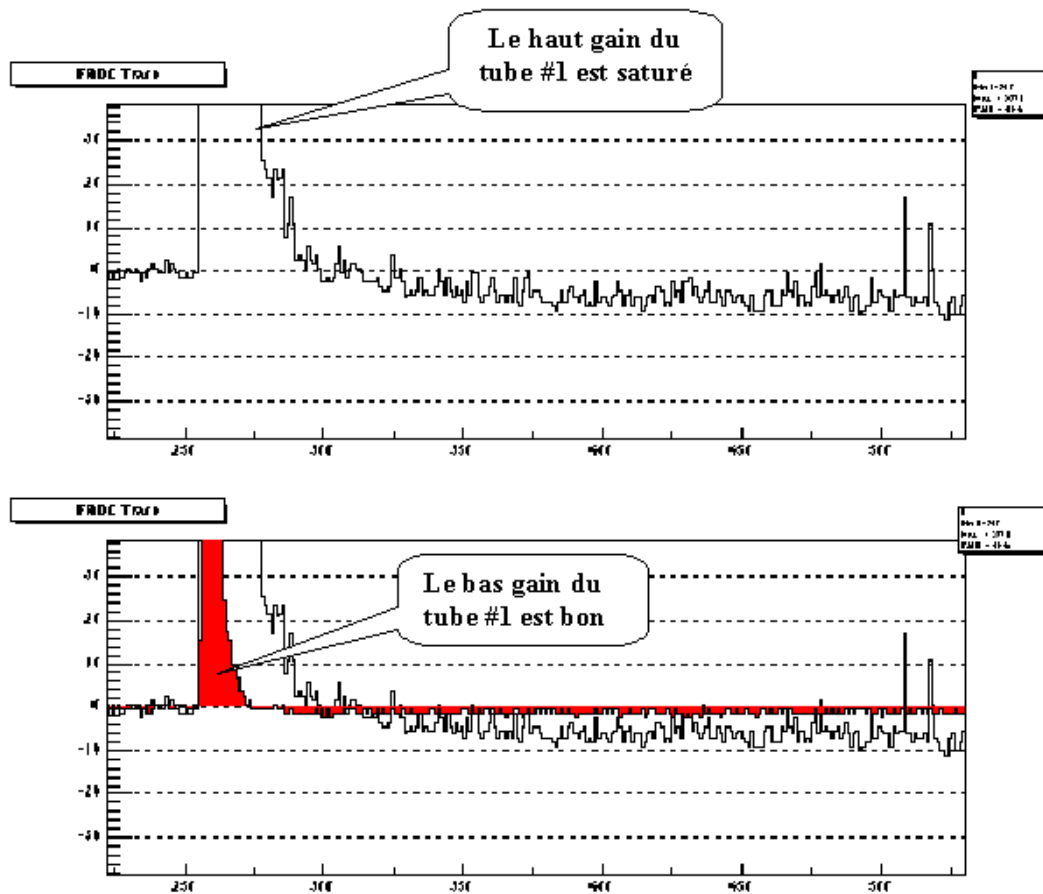


FIG. 4.5 – Représentation d'une trace FADC dont le haut gain est saturé. En haut, le haut gain saturé présente un *under shoot* après le signal, ce qui n'est pas le cas pour le bas gain (figure du bas).

¹Un noyau de gaz résiduel présent dans le photomultiplicateur peut être excité par le passage d'un électron, il remonte alors à la photocathode et arrache un électron à celle-ci, formant ainsi un nouveau signal.

4.2 Calcul de la ligne de base (ou piédestal)

La valeur du piédestal est obtenue en faisant la moyenne des canaux FADC du canal en temps 101 au canal 200. On calcule cette valeur pour le haut et le bas gain de chaque photomultiplicateur de chaque station apparaissant dans les événements du mois de janvier 2002 (figure 4.6). La valeur des piédestaux reste en général constante. On observe cependant sur quelques stations des dispersions plus importantes du piédestal, comme sur la station 38 où sur la voie 1 le piédestal varie entre 50 et 110 et sur la voie 2 où il y a un brusque changement de valeur au milieu du mois de janvier (figure 4.7). Sur les autres voies la valeur du piédestal reste très stable avec une variation de l'ordre du pourcent.

On observe également un dysfonctionnement sur la voie 5 de la station 16 (figure 4.8). Nous n'avons jusqu'à présent pas d'explication de telles variations du piédestal sur certains photomultiplicateurs.

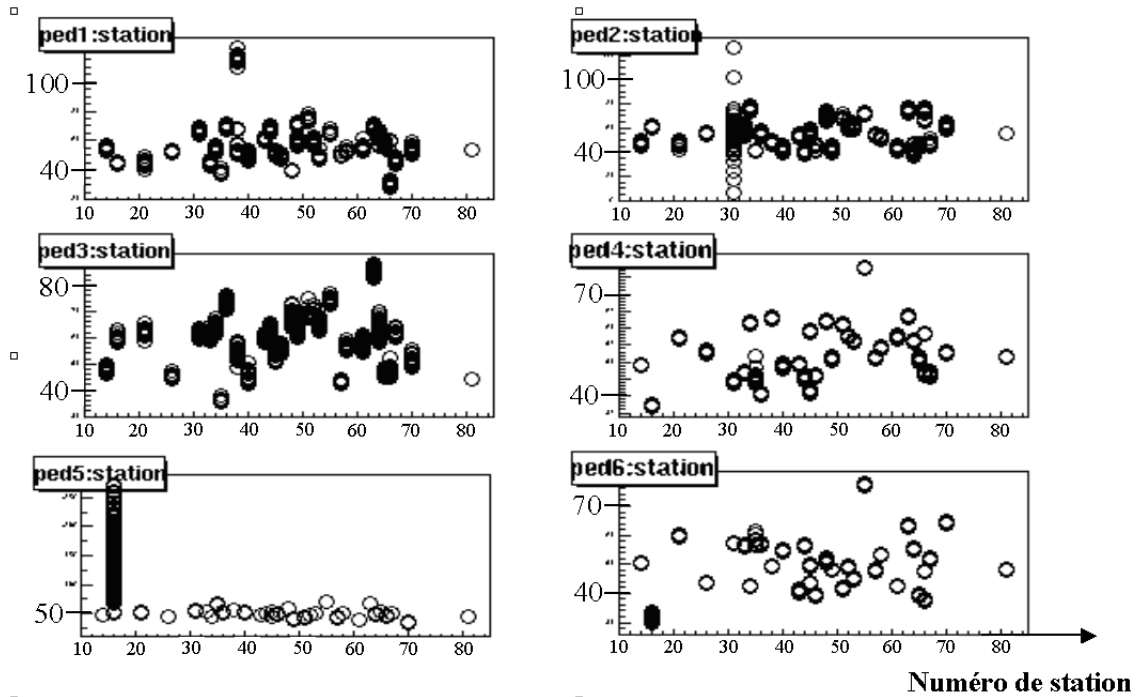


FIG. 4.6 – Valeur des piédestaux, durant le mois de janvier 2002, en fonction du numéro de la station, pour les 32 stations du réseau prototype (cf numéros figure 2.13 page 35).

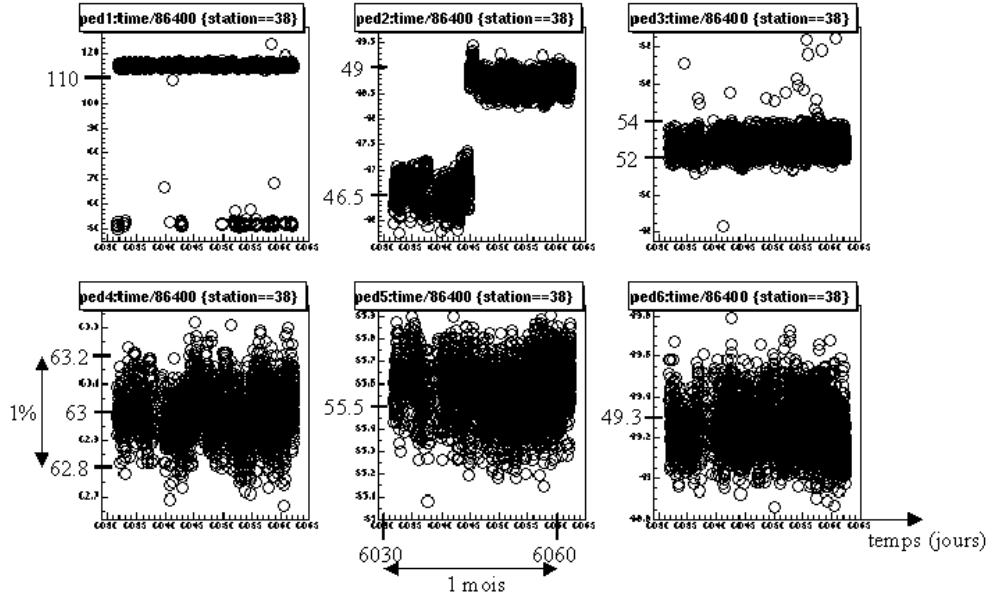


FIG. 4.7 – Valeur des piédestaux des haut et bas gains de la station 38 en fonction du temps, durant le mois de janvier 2002.

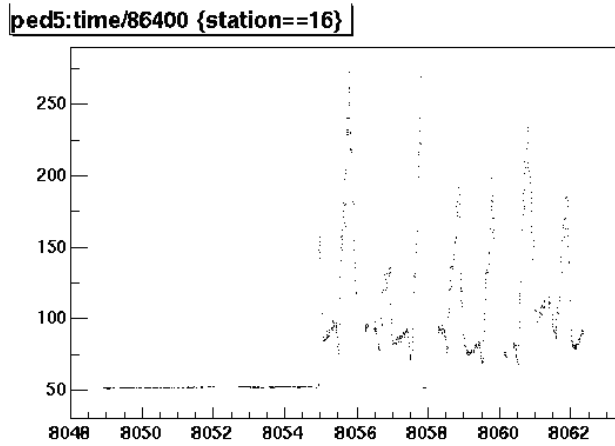


FIG. 4.8 – Variation de la ligne de base du bas gain du tube 2 de la station 16 durant le mois de janvier 2002. En abscisse, le temps est exprimé en jours.

Ces graphiques permettent par ailleurs de mettre en évidence une variation de la valeur de la ligne de base entre le jour et la nuit qui est certainement due au changement de température. En superposant les valeurs du piédestal sur les 31 jours du mois de janvier on observe une variation de l'ordre de 2 canaux FADC sur le canal 2 de la station 49 (figures 4.9 et 4.10). De manière générale on observe une variation d'environ un canal FADC. Le bruit électronique étant de l'ordre de 1 canal FADC et la valeur du VEM de 50 canaux FADC, il est suffisant de calculer la valeur du piédestal une fois par heure.

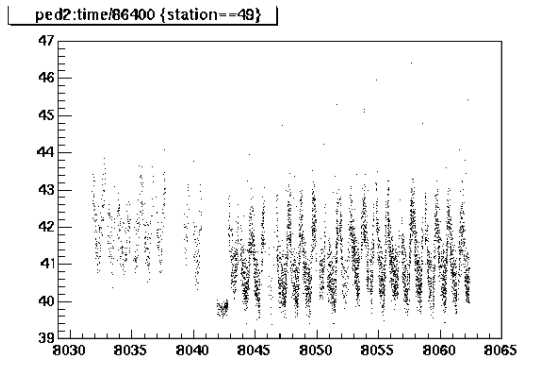


FIG. 4.9 – Variation de la ligne de base du haut gain du tube 2 de la station 49 durant le mois de janvier 2002.

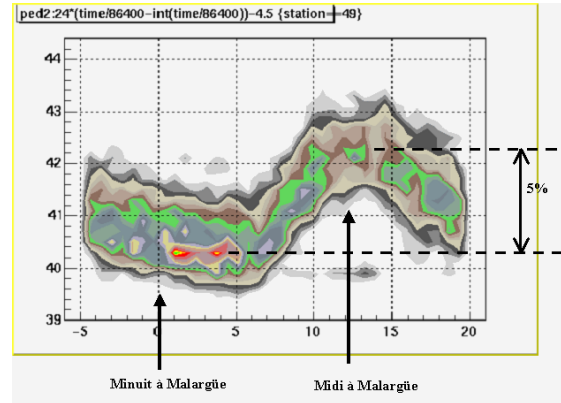


FIG. 4.10 – Superposition des valeurs de la ligne de base du haut gain du tube 2 de la station 49 sur les 31 jours du mois de janvier 2002. On observe une variation jour/nuit de l'ordre de 2 canaux FADC.

4.3 Bruit électronique

Pour obtenir le bruit de l'électronique, nous calculons la dispersion des valeurs des canaux FADC entre le canal 101 et le canal 200, le piédestal étant soustrait. Cette valeur est représentée en fonction du numéro de station pour le mois de janvier 2002 (figure 4.11). Le bruit est de l'ordre de 0.5 canal FADC, ce qui est très bon.

On observe cependant un bruit beaucoup plus élevé sur le canal 6 de la station 44. Une augmentation du bruit sur la bas gain du tube numéro 2 de la station 16 est également visible à la fin du mois de janvier (figures 4.12 et 4.13), ceci semble lié au mauvais comportement du piédestal (figure 4.8).

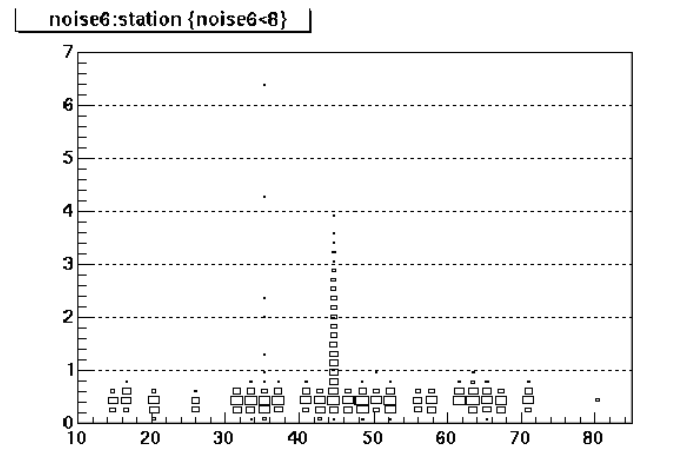


FIG. 4.11 – Valeur du bruit électronique du canal 6 en fonction du numéro de station, pour le mois de janvier 2002.

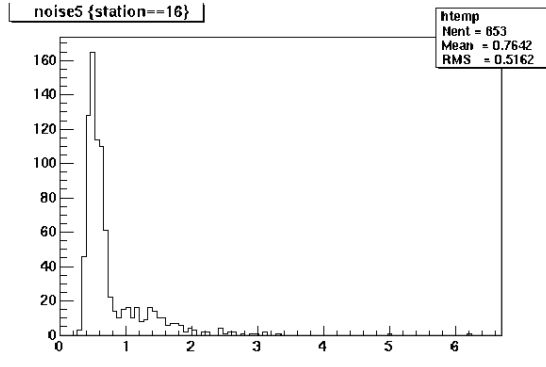


FIG. 4.12 – *Bruit électronique sur le bas gain du tube numéro 2 de la station 16, calculé pour le mois de janvier 2002.*

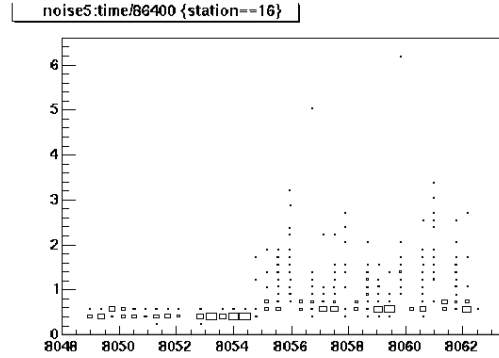


FIG. 4.13 – *Bruit électronique en fonction du temps sur la voie 5 de la station 16, pour le mois de janvier 2002.*

4.4 Gain relatif des photomultiplicateurs

On étudie ici, sur chacune des stations, le rapport multiplicatif entre le haut et le bas gain de chaque photomultiplicateur. Ce rapport dépend de l'amplification après la dernière dynode (haut gain), mais également de l'amplification entre la dernière dynode et l'anode (bas gain). La valeur attendue est de 32.

Il peut arriver que les deux canaux soient légèrement décalés en temps, le bas gain arrivant avant le haut gain (phénomène étudié au paragraphe 4.6). Pour étudier le rapport entre le haut et le bas gains nous utilisons donc l'intégrale du signal entre les canaux 251 et 281. S_1 est la somme des valeurs des canaux FADC sur le canal 1 (haut gain) et S_4 la somme des valeurs des canaux FADC sur le canal 4 (bas gain). Le gain relatif entre les deux canaux est : $gain_1 = S_1/S_4$.

Nous traçons la valeur du gain pour le photomultiplicateur numéro 1 de la station 21 en octobre 2001 (figure 4.14). En abscisse est représentée l'intégrale du signal sur le haut gain (S_1). En octobre 2001, le gain relatif reste stable autour de la valeur 35. La dispersion de cette valeur dépend de l'intégrale du signal enregistré. Plus le signal est important et moins la valeur du gain est dispersée. Or, on dispose de moins en moins d'événements au fur et à mesure que le signal augmente, la fluctuation sur la valeur moyenne est alors plus grande. Il faut trouver un compromis entre le nombre d'événements dont on dispose pour calculer le gain relatif des deux canaux d'un même tube et la dispersion obtenue sur ce gain. A partir de $S_1 = 1500$, la dispersion reste à peu près constante et est de l'ordre de 5%.

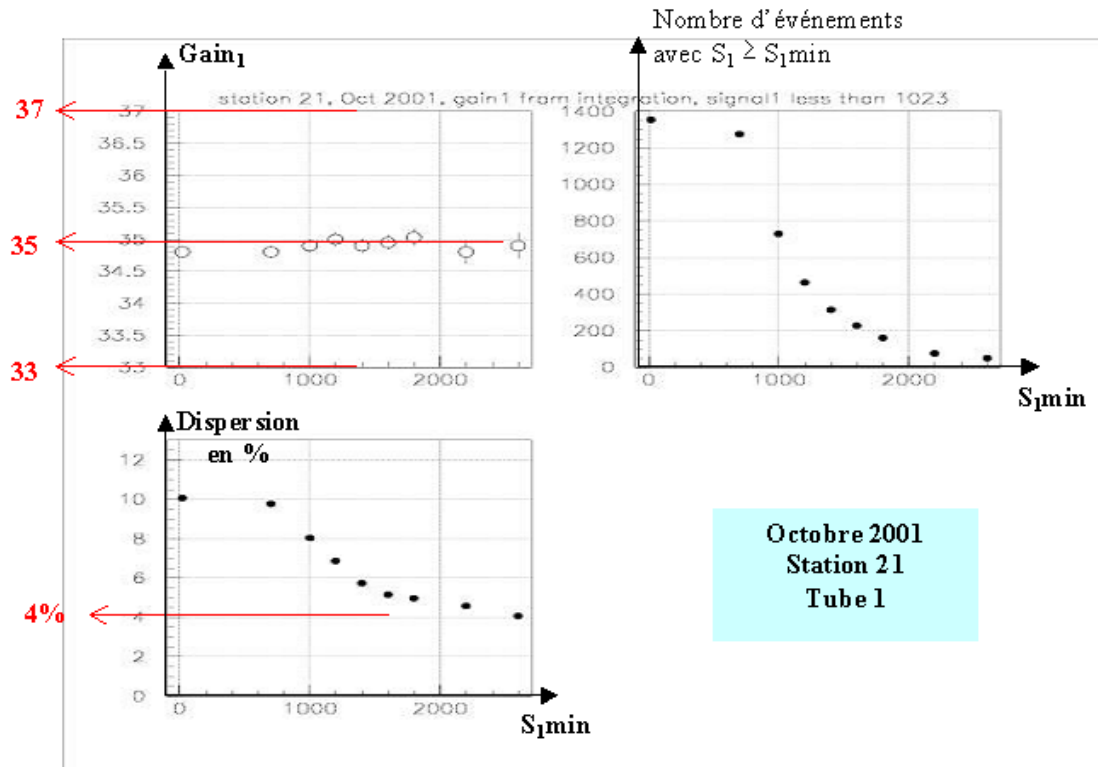


FIG. 4.14 – Valeurs du gain relatif et de la dispersion sur le gain calculées pour le tube 1 de la station 21 sur le mois d'octobre 2001, en fonction de l'intégrale du signal sur le haut gain (S_1).

On applique la coupure $S_1 > 1500$ pour calculer les gains relatifs des trois photomultiplicateurs de chaque station (figure 4.15), pour le mois de janvier 2002. On remarque que la station 64 a un gain très faible (21) sur son tube 2 et que le tube 1 de la station 66 a une dispersion importante (10 pour un gain de 30). Sur les autres stations, le gain des photomultiplicateurs reste compris entre 30 et 45 (la valeur attendue étant de 32) avec une dispersion de l'ordre de 5% sur chaque valeur. L'écart de gain entre les différents photomultiplicateurs peut s'expliquer par le fait que trois marques différentes sont utilisées dans le réseau prototype (Hamamatsu R5912, ETL 9353 et Photonis XP1802).

D'autres méthodes peuvent être utilisées pour calculer le rapport entre le haut et le bas gain. La première consiste à déterminer le canal en temps t_{max} pour lequel le signal a sa valeur maximale. On effectue alors un ajustement parabolique avec les trois points : valeur du signal à $t_{max} - 1$, la valeur du signal à t_{max} et la valeur du signal à $t_{max} + 1$. On obtient ainsi la valeur interpolée du maximum du signal V_{max} , cette valeur ne devant pas dépendre d'éventuels décalages en temps. Le gain relatif est alors calculé comme étant le rapport entre le V_{max} obtenu pour le haut gain et le V_{max} obtenu pour le bas gain. Avec cette méthode nous obtenons une dispersion du gain de l'ordre de 15%. La deuxième méthode est de faire un ajustement exponentiel

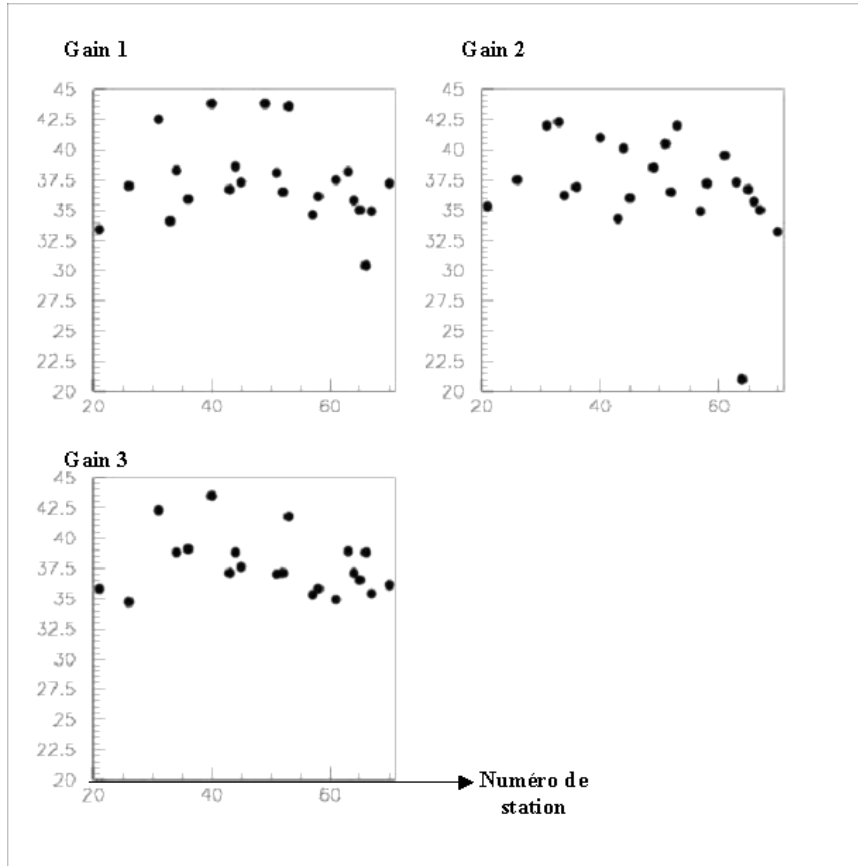


FIG. 4.15 – *Gain relatif de chaque photomultiplicateur en fonction du numéro de la station considérée.*

du signal. On obtient également une dispersion de l'ordre de 15%.

Le calcul du gain par le rapport des deux intégrales du signal est donc la meilleure méthode pour déterminer le gain relatif entre les deux canaux haut et bas.

4.5 Réponse des trois photomultiplicateurs d'une station

Les événements permettent également de vérifier l'homogénéité de la réponse des trois photomultiplicateurs d'une station. On s'attend en effet à ce que le signal sur les trois tubes soit en moyenne le même. On évalue l'égalité des réponses en faisant la somme des valeurs des canaux FADC dans la fenêtre en temps correspondant au signal (canaux 255 à 280) sur chacun des trois tubes (respectivement sum_1 , sum_2 et sum_3 pour les tubes 1, 2 et 3). On normalise ensuite ces trois sommes par la moyenne du signal sur les trois photomultiplicateurs $((sum_1 + sum_2 + sum_3)/3)$. Les résultats obtenus pour la station 21 sur le mois d'octobre 2001 sont représentés figure 4.16. On observe que le tube 1 est 2% trop élevé, le tube 2 est 6% trop bas et le tube 3 est 4% trop haut.

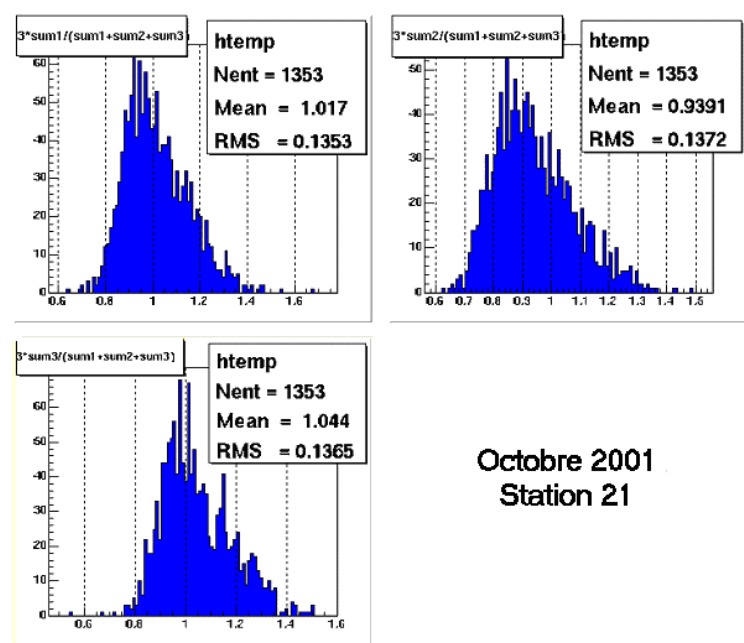


FIG. 4.16 – Egalité des réponses des trois photomultiplicateurs de la station 21 durant le mois d'octobre 2001.

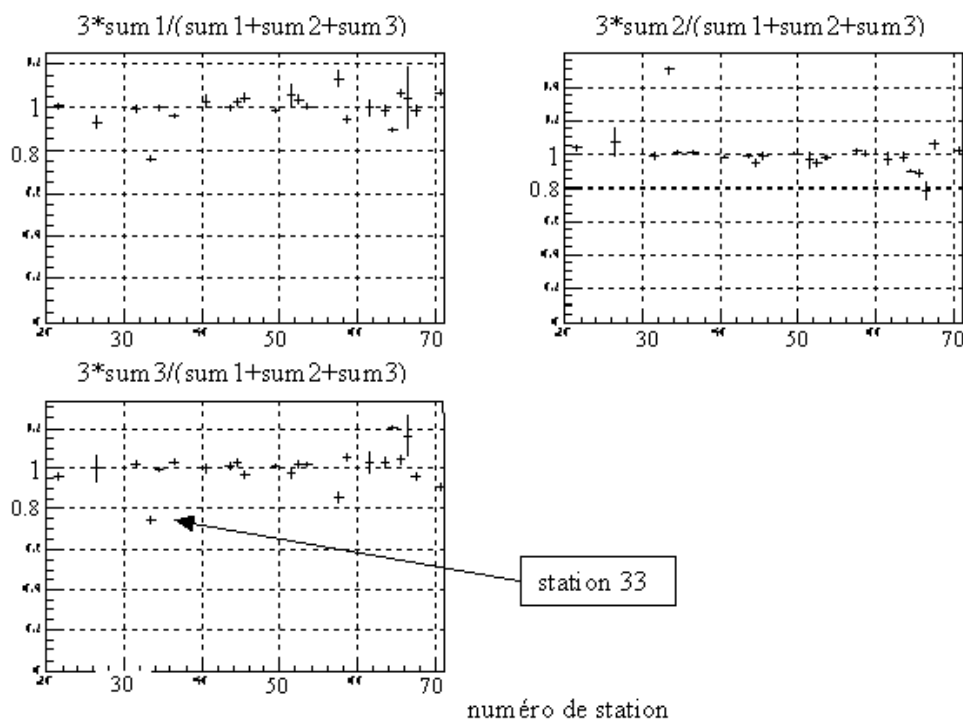


FIG. 4.17 – Egalité des réponses des trois photomultiplicateurs en fonction du numéro de la station considérée.

Sur la figure 4.17 est représentée l'homogénéité des réponses de chacun des trois tubes en fonction du numéro de la station considérée. Seule la station 33 présente un déséquilibre fort, avec un signal plus élevé sur le tube numéro 2, les autres stations ayant une bonne répartition de leur signal sur les trois photomultiplicateurs. Cette méthode permet de déterminer avec une précision de 1% l'équilibre des réponses sur une période d'un mois.

4.6 Alignements en temps

Il s'agit ici de déterminer le décalage en temps des photomultiplicateurs d'une station. Nous regardons d'abord le décalage qui existe entre les trois tubes d'une même station, puis nous considérons la différence des temps de réponse entre le haut et le bas gain d'un même photomultiplicateur.

Le décalage en temps est déterminé en lissant le signal au niveau de sa valeur maximale par une parabole. Nous ajustons les paramètres de la parabole de façon à ce qu'elle passe par la valeur du signal aux canaux 255, 256 et 257 (le canal 256 étant le temps où le trigger s'est déclenché). Le maximum de la parabole nous donne le temps du maximum du signal interpolé t_{maxi} (i représentant le numéro du photomultiplicateur).

Nous déterminons la différence entre le temps maximum du tube 2 et le temps maximum du tube 1 ($t_{max2} - t_{max1}$, figure 4.18) et la différence entre les temps maximum du tube 3 et du tube 1 ($t_{max3} - t_{max1}$, figure 4.19) en fonction du numéro de station. Le décalage du temps de réponse entre les trois photomultiplicateurs ne dépasse pas 2 ns en moyenne, ce qui est négligeable par rapport à la largeur d'un canal

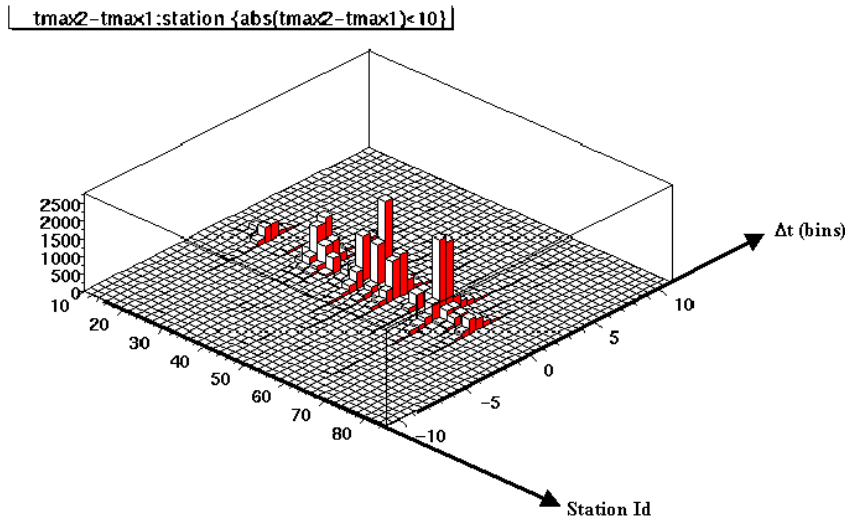


FIG. 4.18 – *Différence du temps de réponse entre le tube 2 et le tube 1 en fonction du numéro de la station considérée.*

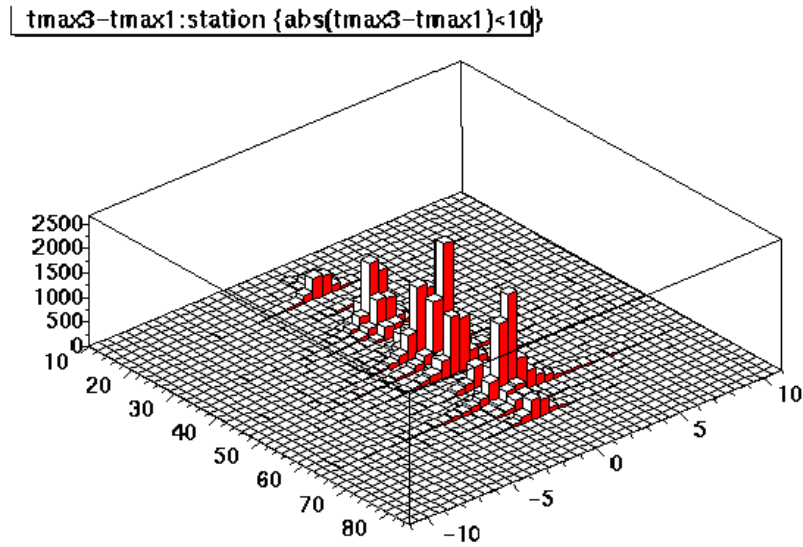


FIG. 4.19 – Différence du temps de réponse entre le tube 3 et le tube 1 en fonction du numéro de la station considérée.

en temps (25 ns). Une différence de plus de 25 ns peut poser des problèmes pour les coïncidences dans les triggers de type *threshold*.

En ce qui concerne le haut et le bas gain de chaque photomultiplicateur, on observe une avance de l'ordre de 5 ns de la réponse du bas gain sur le haut gain (figures 4.20 et 4.21).

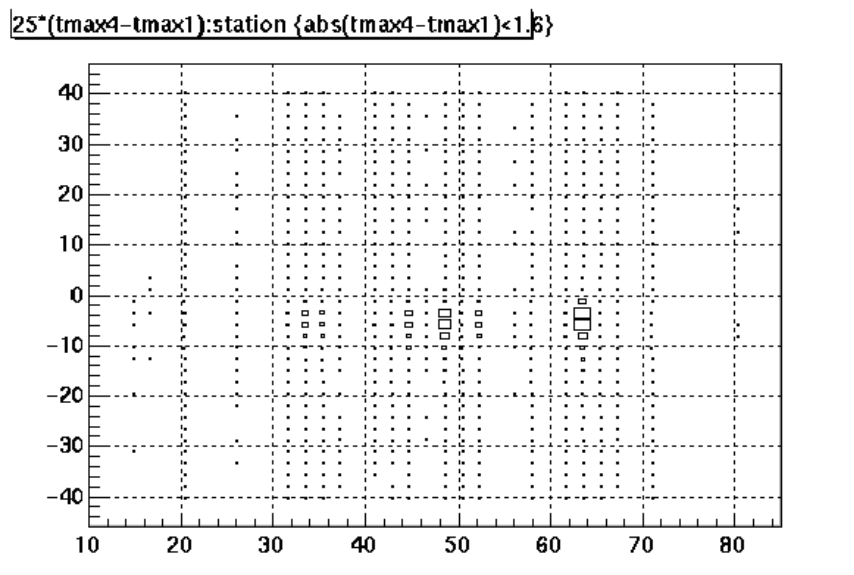


FIG. 4.20 – Différence du temps de réponse (en nanosecondes) entre le bas et le haut gain du tube 1 en fonction du numéro de la station considérée.

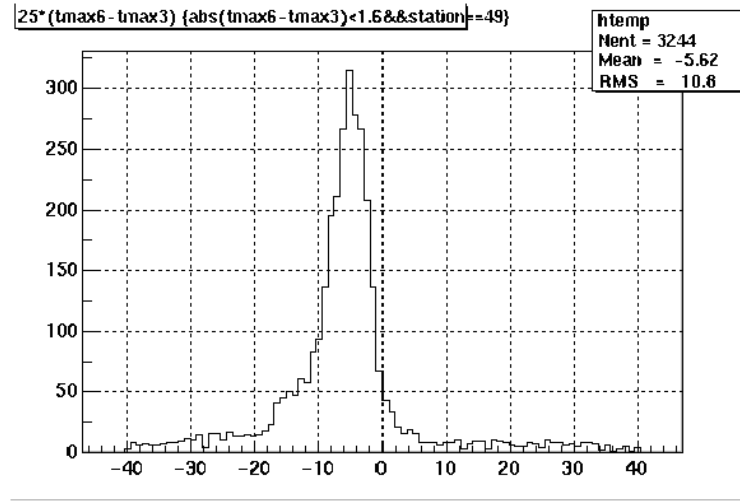


FIG. 4.21 – Différence du temps de réponse (en nanosecondes) entre le bas et le haut gain du tube 3 de la station 49.

4.7 Spectre du photoélectron

Dans la cuve 21, une fuite de lumière a permis d'observer le spectre des photoélectrons uniques. Nous avons ainsi pu déterminer la valeur moyenne, en canaux FADC correspondant au signal d'un photoélectron.

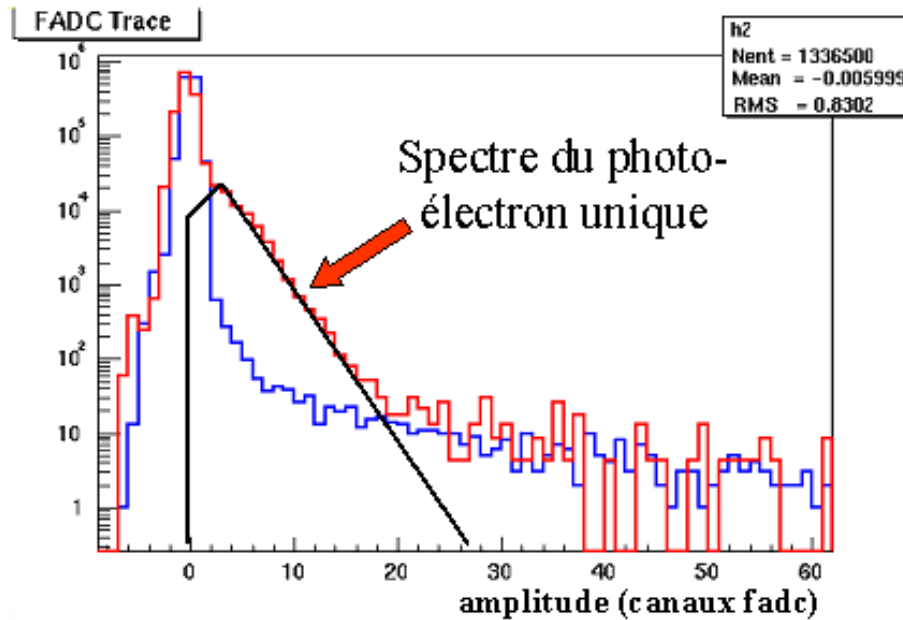


FIG. 4.22 – Spectre du photoélectron unique. En rouge, une fuite de lumière permet de visualiser le spectre du photoélectron unique. En bleu, la station n'a pas de fuite de lumière et le spectre des photoélectrons isolés est difficilement visible.

Ces signaux sont visibles en traçant l'histogramme des valeurs des canaux FADC enregistrés avant l'arrivée du signal (figure 4.4). La décroissance exponentielle que l'on observe après le pic du bruit électronique correspond aux signaux donnés par des photoélectrons uniques. La constante de décroissance de cette exponentielle nous donne la valeur moyenne des signaux.

Nous obtenons, pour le mois de janvier 2002, une moyenne de 3.7 canaux FADC donnés par photoélectron.

4.8 Calibration absolue : signal du muon

Le signal de référence dans les stations est le signal donné par un muon vertical passant au centre de la cuve. Nous pouvons obtenir une première approximation de la quantité de signal laissée par un muon en recherchant les muons "tout venant" dans les événements de type T2. On peut voir figure 4.23 l'exemple d'un événement où le signal d'un muon a été enregistré avant le signal de la gerbe.

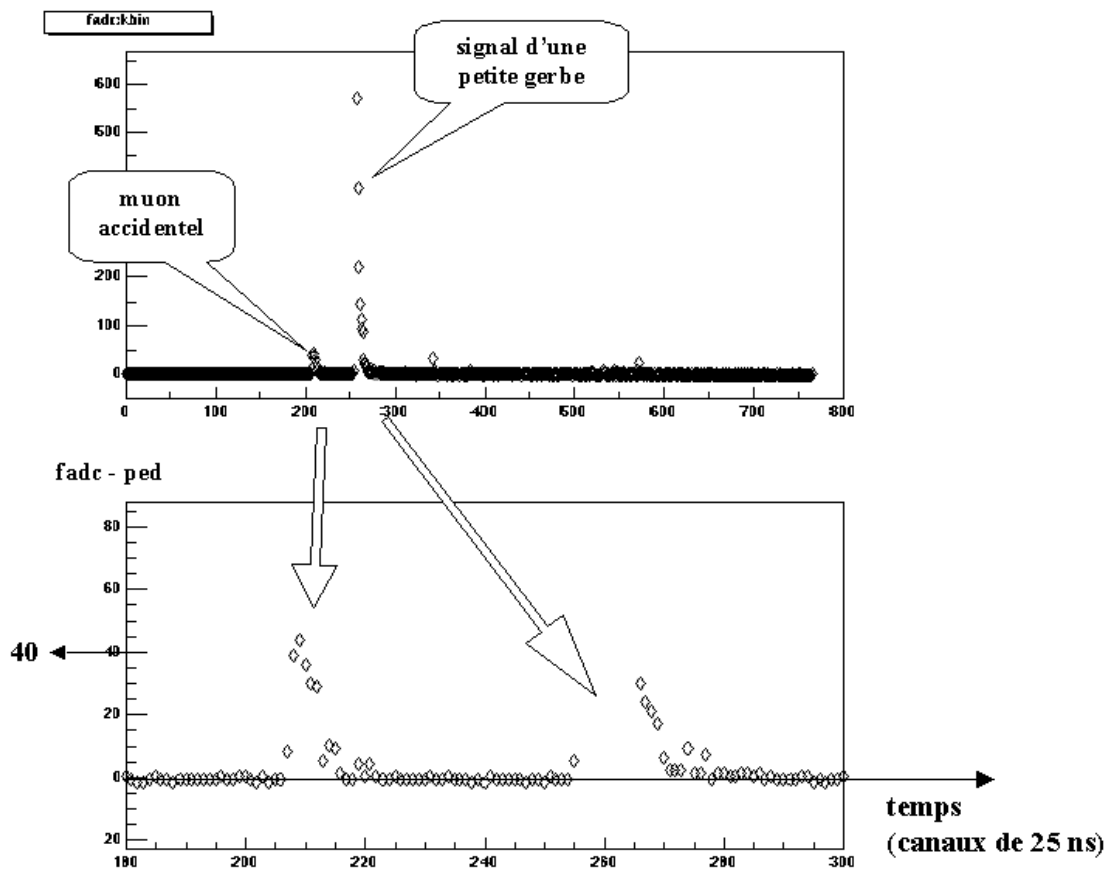


FIG. 4.23 – Signal de muon enregistré avant le signal d'une gerbe. De tels muons accidentels permettent de faire la calibration absolue de la cuve.

Un muon est sélectionné lorsque le signal est supérieur à 5 canaux FADC sur 2 canaux en temps consécutifs (le piédestal ayant été soustrait), dans les zones de la trace situées avant et après le signal de la gerbe (canaux en temps de 0 à 250 et de 280 à 765). Nous obtenons ainsi 200 signaux de muons sur un total de 4000 événements représentant une fenêtre en temps totale de $4000 \times 18.4 \mu\text{s} \approx 74 \text{ ms}$. Le taux de muons isolés étant de 3 kHz nous attendions environ 220 muons, ce qui est très proche.

A partir des signaux obtenus, nous pouvons tracer le signal moyen d'un muon dans une station. L'intégrale moyenne du signal d'un muon dans un photomultiplicateur est de 221 canaux FADC (figure 4.24), soit 60 photoélectrons, d'après la valeur obtenue dans le paragraphe précédent. La valeur maximale du signal est comparable dans les 3 photomultiplicateurs et vaut environ 55 canaux FADC (figure 4.25), soit 15 photoélectrons. Cette valeur est en accord avec le seuil de déclenchement du trigger de niveau 2 qui se situe à 150 canaux FADC, ce qui représente environ 3 VEM ($3 \times 55 = 165$).

Comparons ce signal à celui attendu en terme de photoélectrons. Le nombre de photons Čerenkov produits par unité de longueur et par unité d'énergie est : $\frac{dN}{dEdL} = \frac{\alpha}{hc} \sin^2 \theta$, soit environ $1.6 \cdot 10^4$ photons par mètre, en prenant 1 eV pour la fenêtre de la photo-cathode. Un photomultiplicateur recouvrant une surface de 400 cm^2 sur les 10 m^2 de la surface de la cuve, la probabilité qu'un photon touche le photomultiplicateur est de $4 \cdot 10^{-3}$. Ceci multiplié par l'efficacité quantique qui est de l'ordre de

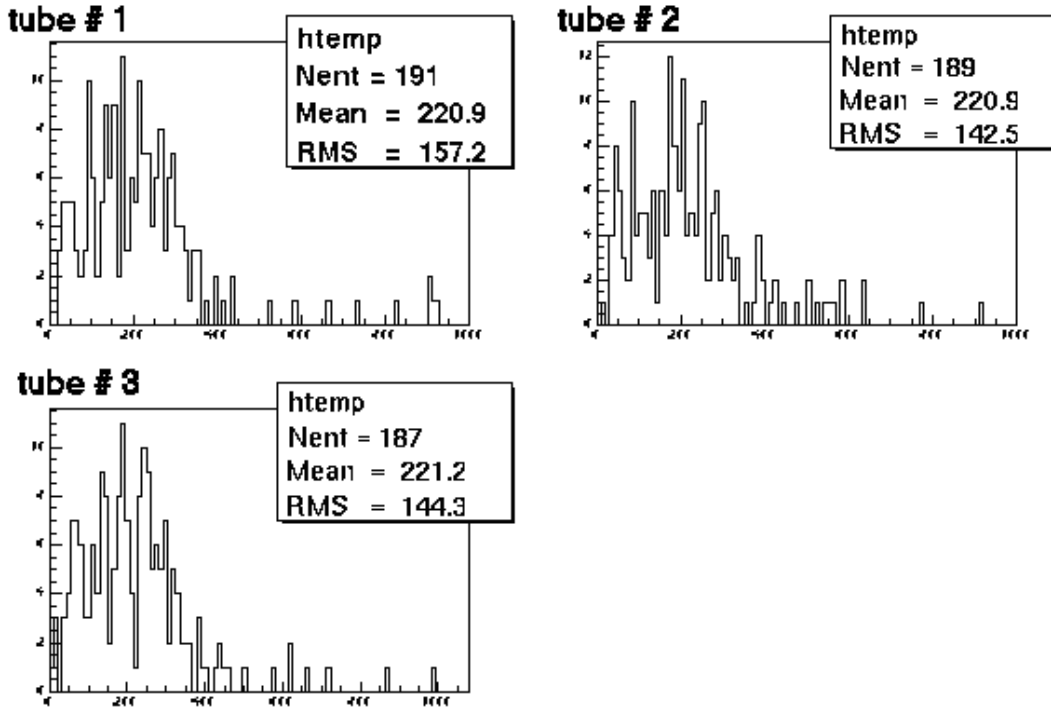


FIG. 4.24 – Distribution des intégrales des muons isolés pour chacun des trois tubes de la station 49, pour le mois de janvier 2002.

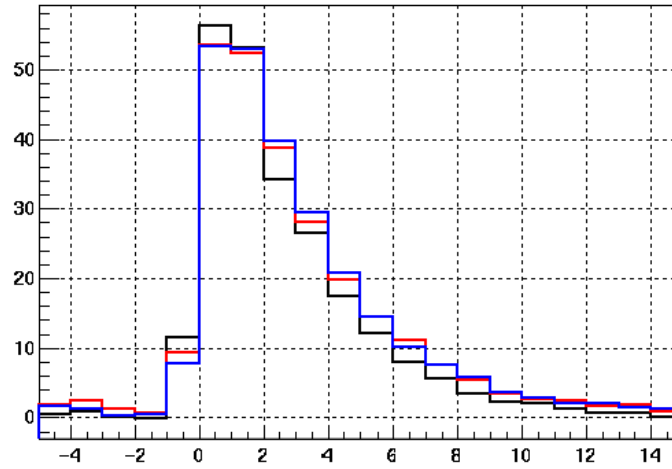


FIG. 4.25 – *Signal d'un muon sur chacun des trois photomultiplicateurs. En abscisse, le temps est exprimé en canaux de 25 ns.*

20%, on récolte le signal de 16 photoélectrons par photomultiplicateur au premier aller-retour. Ceci se reproduit tous les 14 ns ($4.4 \text{ ns/m} \times 2 \times 1.2 \text{ m} / \cos(41^\circ)$); si le temps de décroissance du signal est de 50 ns, le nombre total de photoélectrons par photomultiplicateur sera de $60 (= 16 \times 50 / 14)$, et de 80 si le temps de décroissance est de 70 ns.

Nous calculons également le temps de décroissance de la partie exponentielle du signal (moyenne sur les trois photomultiplicateurs, figure 4.26). Les valeurs obtenues pour la station 21 et pour le mois de mai 2002 sont présentées figure 4.27. Le temps de décroissance moyen est d'environ 70 ns. On retrouve cette valeur du temps de décroissance pour presque toutes les stations (figure 4.28).

Cette valeur dépend de la qualité de l'eau (longueur d'absorption L_w) ainsi que de la réflectivité du Tyvec ($R_{ty} = 1 - T_{ty}$). Si on considère qu'un photon parcourt en moyenne 3.2 m lors d'un aller-retour dans la cuve (l'angle Čerenkov est de 41°), le temps de décroissance τ est obtenu grâce à la relation établie dans [51] : $14/\tau = T_{pm} + 2T_{ty} + 3.2/L_w$, 14 étant le temps, en nanosecondes, d'un aller-retour du photon dans la cuve. Les photomultiplicateurs recouvrent 1200 cm^2 sur une surface de 10 m^2 , le coefficient de transmission est donc de $T_{pm} = 1.2 \cdot 10^{-2}$. Un temps de décroissance de 70 ns peut être obtenu, d'après la formule précédente, en prenant $L_w = 60 \text{ m}$ et $T_{ty} = 5\%$, ce qui correspond aux valeurs attendues.

Sur la figure 4.28, on remarque que la station 64 a un temps de décroissance du signal de muon plus élevé, elle semble donc avoir une eau très propre. La station 63 doit en revanche avoir une eau de mauvaise qualité car le temps de décroissance du signal est plus faible par rapport aux autres stations.

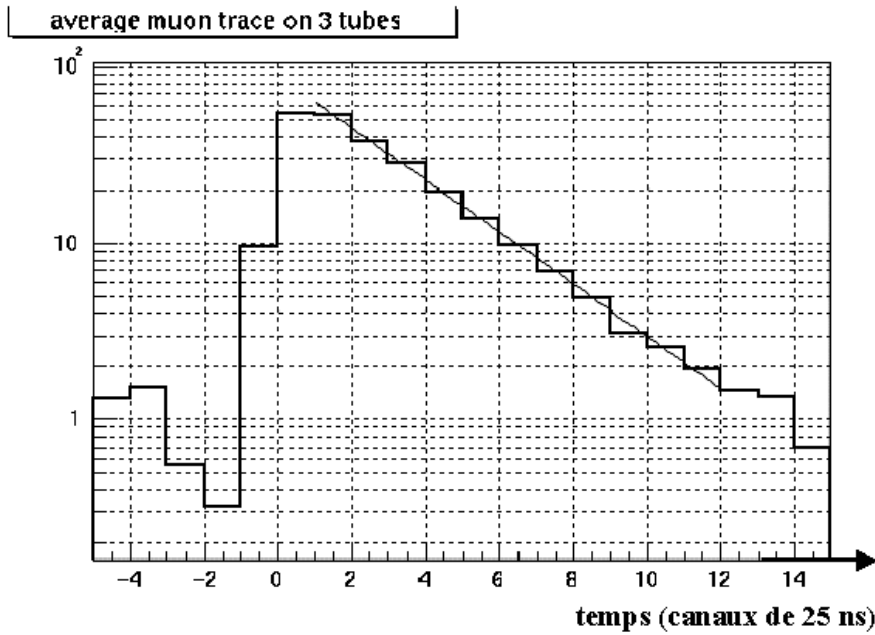


FIG. 4.26 – Moyenne sur les trois photomultiplicateurs du signal d'un muon. Le pic est à 53 canaux FADC et le temps de décroissance est de 71 ns.

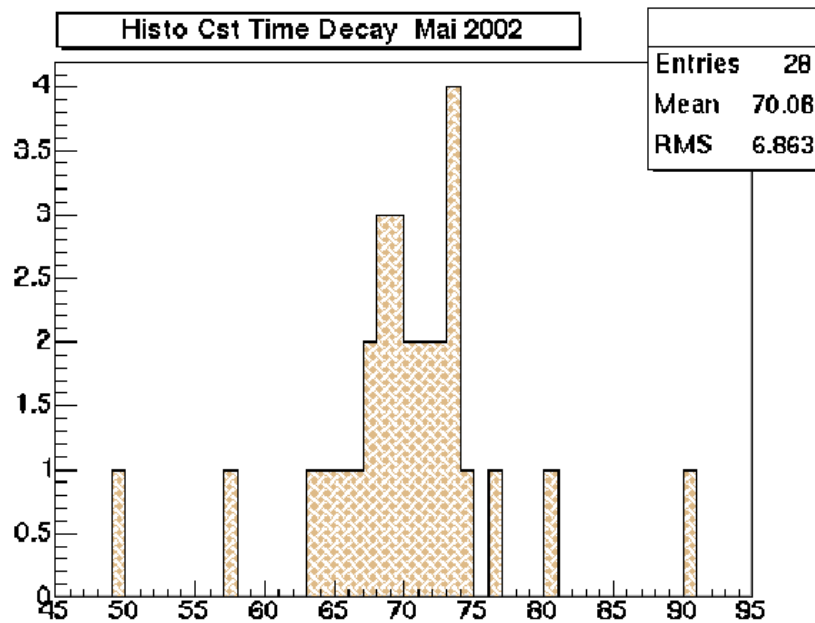


FIG. 4.27 – Distribution des temps de décroissance du signal des muons isolés dans la station 21 pour le mois de mai 2002.

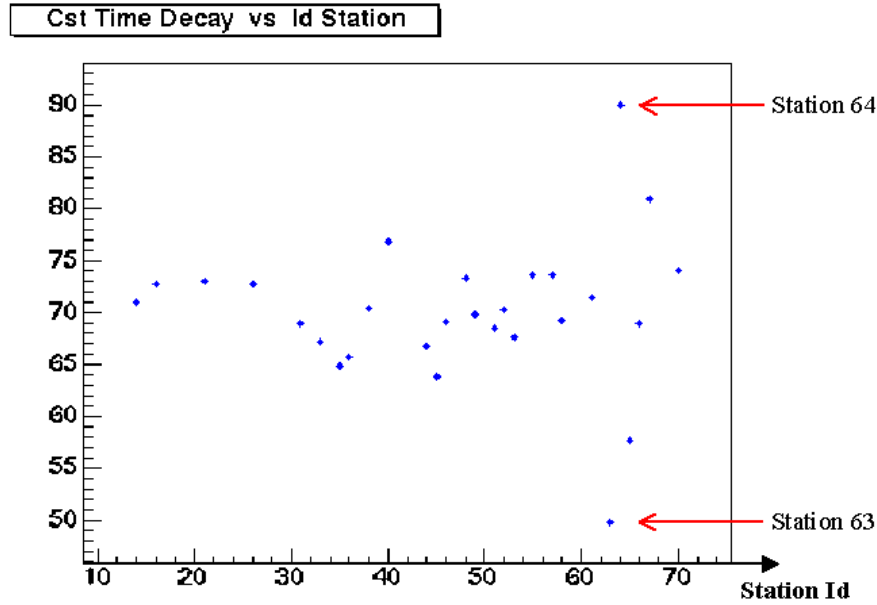


FIG. 4.28 – Valeur moyenne des temps de décroissance des signaux de muons en fonction du numéro de station.

De manière générale, le signal d'un muon vaut environ 55 canaux FADC au pic, ce qui, étant donné la valeur du signal moyen d'un photoélectron, représente une quinzaine de photoélectrons. Le temps de décroissance du signal est de l'ordre de 70 ns, le signal intégré du muon vaut donc, en moyenne, 220 canaux FADC. Ceci est la valeur moyenne pour les muons du fond cosmique et correspond à environ 1.15 VEM [49]. L'intégrale du VEM dans les stations vaut donc 190 canaux FADC en moyenne.

4.9 Conclusion

Les événements enregistrés par l'EA ont permis d'évaluer des paramètres nécessaires à la calibration des détecteurs de surface. Avec cette étude, on a pu observer que :

- la ligne de base des signaux reste quasiment constante avec une précision de moins de 1 canal FADC (soit $1/50^e$ de VEM). On observe d'autre part une variation de l'ordre de 2 canaux FADC de la valeur du piédestal entre le jour et la nuit,
- la valeur du bruit électronique ne dépasse pas la valeur de 1 canal FADC, ce qui est très bon,
- le gain relatif des photomultiplicateurs peut être calculé en faisant le rapport des intégrales des signaux sur le haut et le bas gain, on obtient alors une précision de 5% lorsque les signaux sont suffisamment importants. Cette méthode est maintenant utilisée au niveau de la station locale et la valeur du gain ainsi calculée est fournie avec les données,

- l'égalité de la réponse des trois photomultiplicateurs peut être vérifiée avec une précision de l'ordre du pourcent. Les signaux dans les stations sont en général bien répartis,
- le décalage en temps de la réponse entre les trois photomultiplicateurs est de 2 ns et le signal du bas gain arrive 5 ns en avance par rapport à celui du haut gain,
- grâce à une fuite de lumière dans une des cuves nous avons pu déterminer le signal moyen donné par un photoélectron unique. Ceci, combiné avec le fait que nous avons également pu extraire le signal des muons, va permettre de contraindre la simulation des signaux dans le Monte Carlo du détecteur de surface,
- le signal moyen d'un muon du fond cosmique dans une cuve est de 55 canaux FADC au pic, soit environ 15 photoélectrons, et l'intégrale est de 220 canaux FADC, le temps de décroissance du signal d'un muon est de 70 ns en moyenne. La méthode de mesure du signal du muon présentée ici permettait de déterminer la valeur en VEM des signaux tant que la calibration n'était pas fournie avec les données. A partir de mai 2002, des cycles spécifiques pour l'enregistrement de signaux de muons du fond cosmique ont été mis en place permettant de fournir la valeur du VEM régulièrement et pour chaque station¹.

¹Une fois toutes les 4 heures l'acquisition des données est arrêtée pendant une seconde et le seuil de déclenchement baissé à 0.15 VEM, permettant d'acquérir ainsi le signal de 1000 muons.

Chapitre 5

Etude des événements du réseau prototype

Nous abordons maintenant l'analyse des événements enregistrés par le détecteur de surface. La mesure du temps d'arrivée du signal dans chaque station et de la densité de particules recueillies permettent de reconstruire les différents paramètres de la gerbe : direction d'arrivée, point d'impact et énergie.

Les algorithmes de reconstruction sont appliqués sur 11 mois de prise de données : de mai 2002, date à laquelle la calibration a été intégrée aux données, jusqu'à mars 2003.

Durant cette période, le réseau de surface était composé de 32 stations exploitables dont 3, formant le réseau *infield* plus serré qui seront le plus souvent omises de façon à avoir un réseau régulier (cf section 2.2.4 pour la description du réseau prototype).

5.1 Reconstruction

5.1.1 Direction d'arrivée

La direction de la gerbe est définie, dans l'espace, par deux angles : l'angle zénithal θ est l'angle entre la verticale et l'axe de la gerbe, l'angle azimutal φ a pour origine l'axe dirigé vers l'est et est croissant dans le sens trigonométrique quand on regarde d'en haut (il vaut 0° lorsque la gerbe vient de l'est et 90° quand la gerbe vient du nord).

L'axe de la gerbe peut également être repéré par le vecteur unitaire \vec{n} dirigé suivant l'axe et pointant vers l'origine de la gerbe dans le ciel. Ses coordonnées (u, v, w) dans le repère (est, nord, zénith) peuvent être exprimées en fonction des angles θ et φ : $u = \sin \theta \cos \varphi$, $v = \sin \theta \sin \varphi$, $w = \cos \theta$.

En première approximation, on peut considérer que les particules de la gerbe sont contenues dans un plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe et se déplacent à la vi-

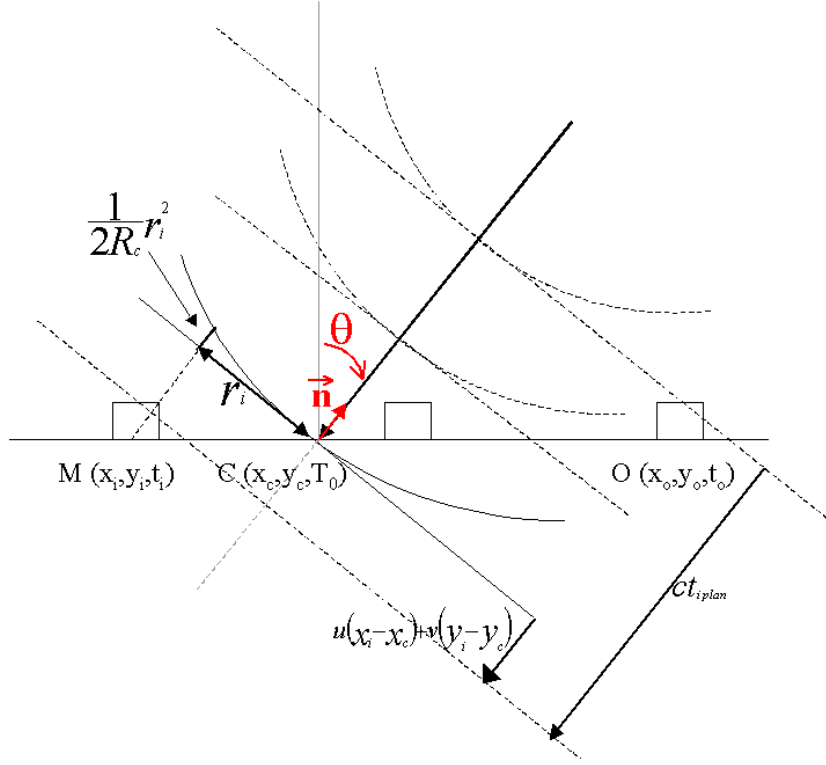


FIG. 5.1 – Schéma d'une gerbe atmosphérique et notations.

tesse de la lumière. En supposant que les stations sont toutes à la même altitude, les valeurs de u et v sont déterminées en exprimant le temps nécessaire au plan pour arriver jusqu'à la station i : $ct_{i,plan} = -\vec{OM}_i \cdot \vec{n} = -(x_i - x_o)u - (y_i - y_o)v$, le point O correspondant à la première station touchée (figure 5.1).

Le front de gerbe n'est cependant pas plan mais courbé (figure 5.2) du fait de la propagation des particules loin de l'axe. La courbure résultante est quasiment celle des muons, qui subissent moins de diffusion et arrivent donc plus tôt que les autres particules. Le front de gerbe est donc considéré comme une parabole, dont l'axe est dirigé suivant la direction d'arrivée de la gerbe, et de paramètre R_c qui correspond à l'altitude de formation de la majorité des muons.

Le temps où la station est touchée par le front de gerbe est alors retardé, par rapport au temps correspondant à un plan, de $\frac{1}{2R_c}r_i^2$, r_i étant la distance de la station à l'axe de la gerbe : $r_i^2 = (x_i - x_c)^2 + (y_i - y_c)^2 - (u(x_i - x_c) + v(y_i - y_c))^2$, $C(x_c, y_c)$ étant le point d'impact.

On notera $t_{g_i} = t_i + ((x_i - x_c)u + (y_i - y_c)v)/c$. Ce temps correspond au décalage entre le front plan et le front courbé de la gerbe lorsque celle-ci atteint le sol :

$$ct_{g_i} = \frac{1}{2R_c}r_i^2 + cT_0$$

T_0 étant le temps d'arrivée du cœur de la gerbe au sol.

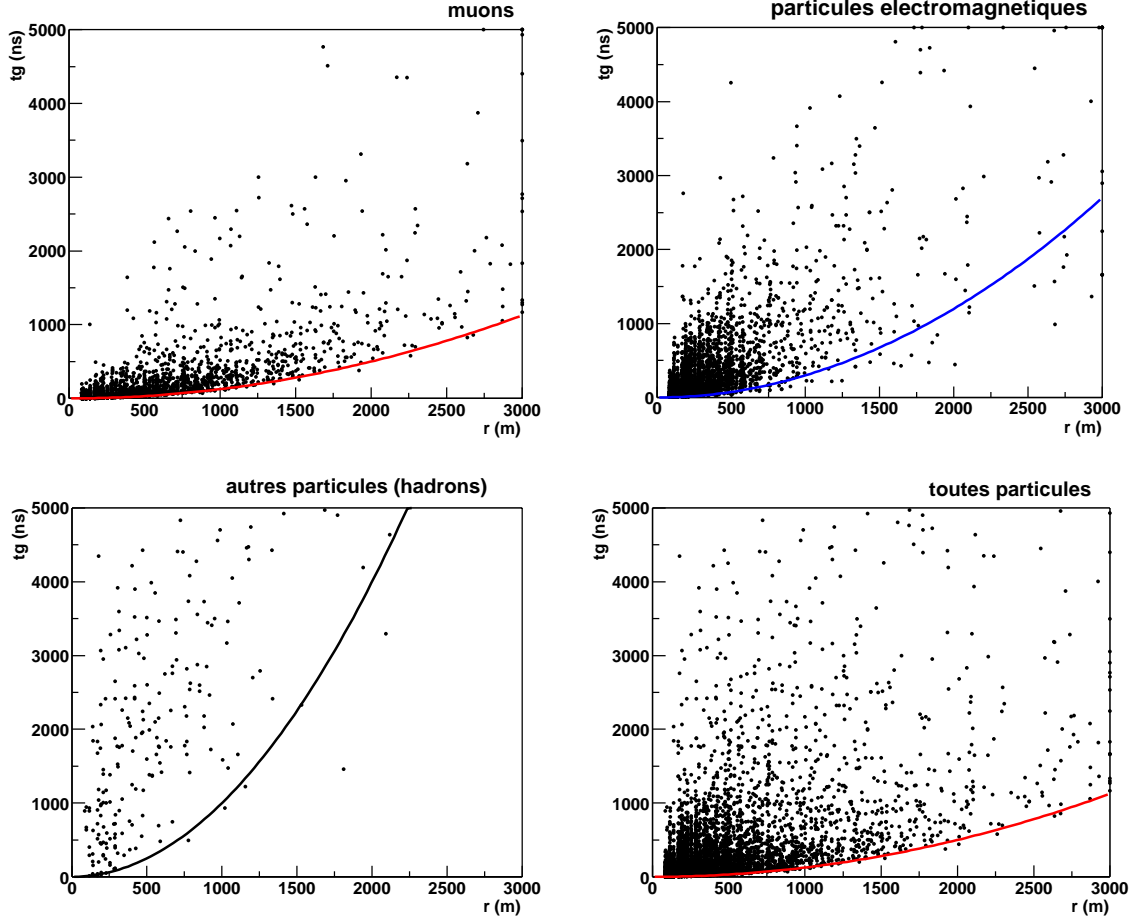


FIG. 5.2 – Temps d'arrivée des particules en fonction de la distance pour une gerbe de proton à 37° et 10^{19} eV . Les courbes sont des paraboles de la forme $t_g = ar^2$.

Si u et v sont connus on détermine $1/2R_c$ et T_0 par une régression linéaire dans le plan (ct_g, r^2) . La direction de la gerbe est donnée par le couple (u, v) pour lequel la valeur du χ_d^2 donnée par (5.1) est minimale.

$$\chi_d^2 = \sum \omega_i \left(ct_i + (x_i - x_c)u + (y_i - y_c)v - \frac{1}{2R_c} r_i^2 - cT_0 \right)^2 \quad (5.1)$$

Le choix du poids ω_i est décrit dans la section 5.3.2.

Cette méthode d'ajustement nécessite de disposer d'événements ayant été détectés par au moins 4 stations, car nous devons déterminer quatre paramètres $(u, v, R_c$ et $T_0)$.

5.1.2 Point d'impact et énergie

Le réseau de détecteurs au sol échantillonne le profil latéral de la gerbe. La quantité de signal recueillie dans les stations en fonction de la distance à l'axe de la gerbe permet de déterminer son énergie. Le profil latéral est modélisé par la fonction de

distribution latérale (*lateral distribution function* — *ldf*) qui peut s'exprimer sous la forme d'une simple loi de puissance [57] :

$$\rho(r) = S_{ref} (r_{ref}/r)^\eta$$

ρ étant exprimé en VEM. Le signal de référence S_{ref} à la distance r_{ref} permettant d'obtenir l'énergie de la gerbe. r_{ref} est choisi de façon à ce que les fluctuations dans la gerbe soient minimales à cette distance. On doit également prendre en compte une éventuelle erreur sur η . Or, il s'avère que le décalage de $\rho(r)$ résultant d'une modification du paramètre η est minimal à une distance qui dépend des conditions d'espacement des détecteurs [58]. Pour Haverah Park et AGASA (dont l'espacement des détecteurs est de 1000 m), cette distance est d'environ 600 mètres. Pour Auger, la distance de référence est de 1000 m.

L'exposant η dépend de l'angle zénithal θ , il est obtenu de manière empirique, à partir des simulations :

$$\eta = 4.735 - \frac{1.236}{\cos \theta} \quad \theta < 60^\circ \quad (5.2)$$

La limite de validité $\theta < 60^\circ$ correspond à la disparition de la partie électromagnétique de la gerbe, absorbée par l'atmosphère. En effet, pour les gerbes très inclinées seule la partie muonique subsiste lors de la détection, ce qui nécessite un traitement différent pour la reconstruction (cf. [59]).

La *ldf* contient à la fois l'information sur le signal à 1000 mètres et les coordonnées du point d'impact. Pour déterminer ces trois paramètres nous nous donnons donc une série de points d'impacts possibles (x_c, y_c) et pour chacun des ces couples nous déterminons S_{1000} par la méthode des moindres carrés.

Si on connaît la valeur du couple (x_c, y_c) , on peut déterminer S_{1000} en minimisant la valeur de

$$\chi_s^2 = \sum_{parlantes} \left(\frac{S_i - \rho(r_i)}{\sqrt{\rho(r_i)}} \right)^2 + \sum_{silencieuses} \rho(r_i) \quad (5.3)$$

Le premier terme correspond aux stations ayant enregistré un signal dans l'événement. Le deuxième terme est un terme correctif pour les stations étant en état de fonctionnement mais n'ayant pas répondu (le trigger ne s'est pas déclenché), dans ce cas S_i est nul et $(S_i - \rho(r_i))^2 / \rho(r_i) = \rho(r_i)$.

Nous cherchons donc la valeur de S_{1000} pour laquelle la dérivée de (5.3) est nulle :

$$\frac{\partial \chi_s^2}{\partial S_{1000}} = 0 \Rightarrow S_{1000} = \sqrt{\frac{\sum_{parlantes} \frac{S_i^2}{(1000/r_i)^\eta}}{\sum_{parlantes} (1000/r_i)^\eta + \sum_{silencieuses} (1000/r_i)^\eta}} \quad (5.4)$$

Le terme portant sur les stations silencieuses doit permettre d'empêcher que le point d'impact soit trop éloigné des stations ayant répondu. Or, on voit que la valeur de S_{1000} varie en fonction du nombre de stations silencieuses considérées, qui dépend à la fois du nombre de stations disponibles et du nombre de stations touchées.

Pour déterminer l'impact de la prise en compte des stations silencieuses, ainsi que des stations saturées dans le calcul de S_{1000} , nous effectuons la simulation de 10000 ldf d'exposant -3 sur un réseau carré de 1600 stations espacées de 1500 m. La valeur de S_{1000} est fixée à 10 VEM et les points d'impact sont tirés aléatoirement sur le réseau. Le seuil de non déclenchement d'une station est fixée à 3 VEM et la saturation apparaît lorsque le signal dépasse 300 VEM. On introduit également une erreur de 20% sur les signaux et de 50 m sur le point d'impact. Les résultats du calcul du S_{1000} par l'équation (5.4) en incluant ou non les stations silencieuses et saturées dans la somme sont représentés figure 5.3. Il s'avère qu'introduire les stations silencieuses et/ou saturées introduit un biais dans la détermination de S_{1000} . Pour avoir un bon estimateur de ce paramètre on ne doit donc considérer dans la somme que les stations dont le signal est connu entièrement, c'est-à-dire ni saturées ni silencieuses :

$$S_{1000} = \sqrt{\frac{\sum \frac{S_i^2}{(1000/r_i)^\eta}}{\sum (1000/r_i)^\eta}}$$

la somme portant sur les stations ayant donné un signal au-dessus du seuil de détection et dont le bas gain n'est pas saturé.

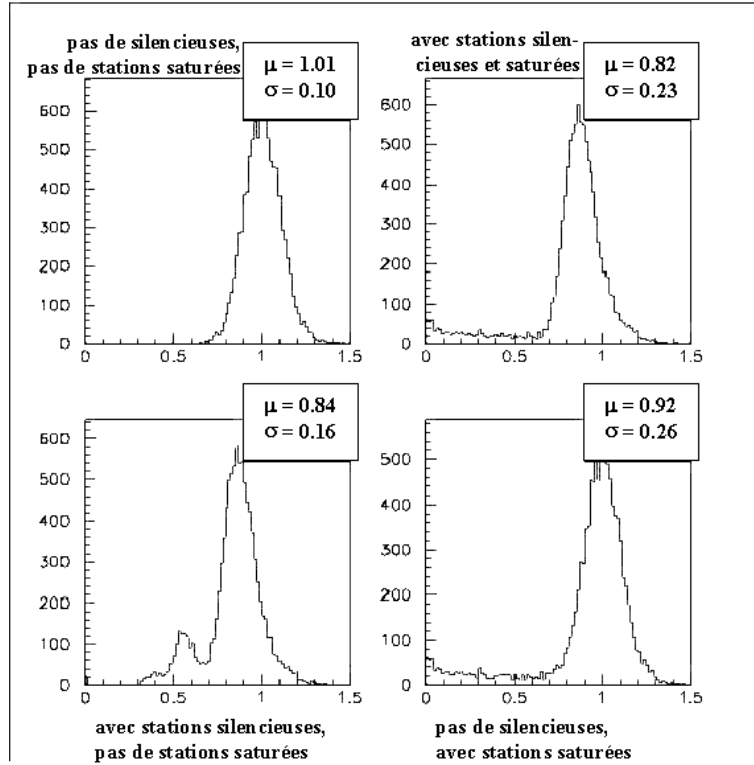


FIG. 5.3 – S_{1000} obtenu par l'équation (5.4) divisé par le signal à 1000 mètres effectif. L'inclusion des stations silencieuses ou saturées dans la somme introduit un biais sur la valeur de S_{1000} .

La position du point d'impact sera le couple (x_c, y_c) pour lequel la valeur du χ_s^2 ($= \sum (S_i - \rho(r_i))^2 / \rho(r_i)$) est minimale.

L'énergie de la gerbe est alors donnée par la relation établie dans [60] :

$$E^{0.95}(\text{EeV}) = \frac{S_{1000}}{7.8} \sqrt{1 + 11.8 \left(\frac{1}{\cos \theta} - 1 \right)^2} \quad (5.5)$$

Cette formule résulte d'un compromis entre les résultats obtenus avec différents modèles de simulations de gerbes atmosphériques (AIRES (AIRshower Extended Simulations) [61] associé aux modèles d'interaction hadronique QGSJET [62] et SIBYLL [63, 64], et CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) [65] utilisé avec QGSJET). Il est à noter également que le détecteur n'a pas été complètement simulé mais qu'un simple facteur entre le chemin parcouru par la particule dans la cuve et le signal déposé a été appliqué. Cette formule est donc encore préliminaire et permet d'estimer l'énergie avec une précision de $\pm 30\%$.

5.1.3 Détermination de tous les paramètres

La détermination de la direction d'arrivée, du point d'impact et de l'énergie de la gerbe ne sont pas indépendantes. L'ajustement de u, v, R_c et T_0 nécessite la connaissance de la position du cœur de la gerbe et nous devons connaître les angles d'incidences pour déterminer le point d'impact. L'idéal serait de faire un ajustement global de tous ces paramètres. Or, avec la méthode utilisée ici, les temps de calcul deviennent bien trop longs lorsque nous faisons varier tous les paramètres simultanément. Nous procédons donc par itérations successives en prenant comme point de départ le centre de gravité des stations, pondérées par la racine carrée de leur signal :

$$\begin{aligned} x_{cg} &= \frac{1}{\sum \sqrt{S_i}} \sum \sqrt{S_i} x_i \\ y_{cg} &= \frac{1}{\sum \sqrt{S_i}} \sum \sqrt{S_i} y_i \end{aligned}$$

5.2 Reconstruction sur des simulations

Les algorithmes de reconstruction décrits ci-dessus sont d'abord appliqués sur des événements simulés.

Nous utilisons les simulations de gerbes atmosphériques disponibles au Centre de Calcul de Lyon (CCIN2P3). Il s'agit de gerbes produites avec le programme CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade) [65, 53] utilisant le modèle d'interaction hadronique QGSJET01 [66, 62], et dont les angles et énergies sont fixes. Nous retenons 18, 26, 37, 45 et 60 degrés pour les angles zénithaux et 18.5, 19, 19.5 et 20 pour le logarithme de l'énergie (en eV), la particule primaire étant un photon, un proton ou un noyau de fer. 100 gerbes sont en général utilisées pour chaque triplet angle, énergie, particule primaire (sauf à 37° et 10^{19.5} eV où nous disposons de 300 gerbes de proton

et de photon). Nous simulons ensuite la réponse de ces gerbes dans le détecteur de surface, le programme SDSim v1.05 [67] est utilisé pour cela, la réponse des triggers y figure également.

Les événements dont au moins 5 stations se sont déclenchées sont conservés et les valeurs de la reconstruction sont comparées aux valeurs de génération (figures 5.4 à 5.11). Les barres d'erreur sur ces figures correspondent à la dispersion des distributions (RMS). On notera que les conditions de trigger n'ont pas permis de conserver des gerbes de photon à $10^{18.5}$ eV dans l'analyse et que nous n'avons, pour ces mêmes particules, que respectivement 4 et 7 entrées à 18° et 26° à 10^{19} eV.

- Sur la reconstruction de l'angle zénithal θ (figure 5.4) : on observe une erreur systématique de l'ordre de -0.4° sur la valeur de l'angle reconstruite, l'erreur reste cependant en générale plus faible que 1° . L'erreur systématique est due à l'asymétrie avant / arrière des gerbes : le front de gerbe est moins courbé en aval qu'en amont (figure 5.5) car les particules ont parcouru un peu plus de distance dans le premier cas. Un ajustement parabolique, symétrique, donne alors un angle zénithal plus petit.

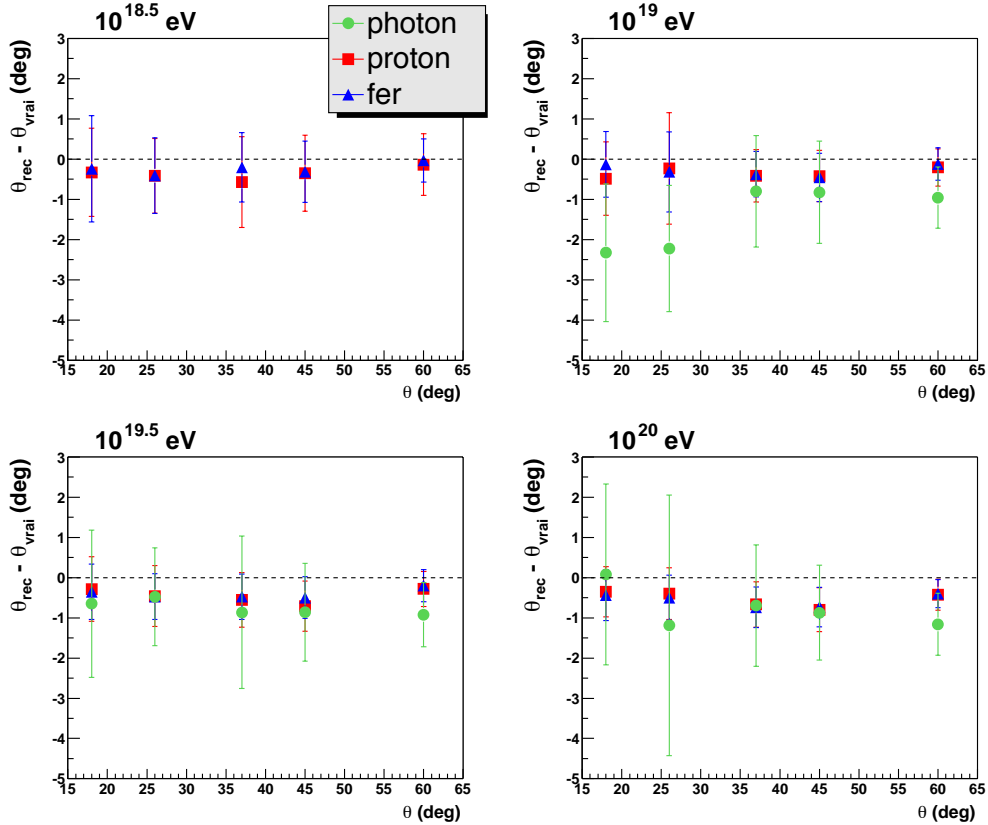


FIG. 5.4 – *Erreur sur l'angle zénithal reconstruit θ_{rec} en fonction de sa valeur nominale et pour différentes énergies. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.*

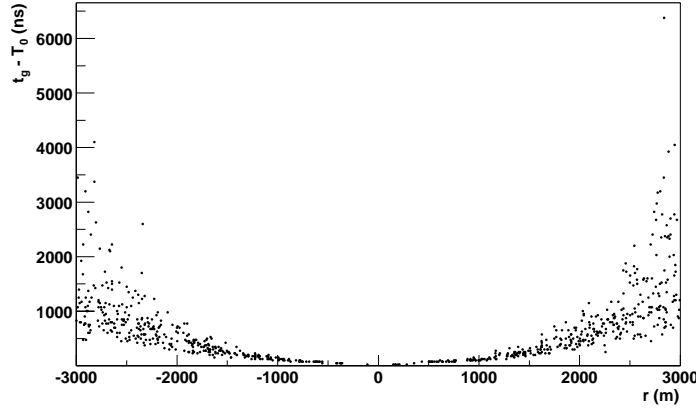


FIG. 5.5 – Décalage par rapport au plan, avant reconstruction, pour 100 gerbes de fer à 45° et 10^{19} eV. En aval (distances négatives) nous avons conservé les stations d'angle azimutal $\pm 30^\circ$ par rapport à l'axe de la gerbe, et de même en amont (distances positives). Le front de gerbe est légèrement plus en avance (moins courbé) en aval qu'en amont de la gerbe.

Cet effet peut être vu sur un événement simulé particulier dont on connaît la direction d'arrivée et le point d'impact effectifs. La courbure est ajustée indépendamment en aval et en amont de la gerbe en fixant la direction et le point d'impact à leurs vraies valeurs (figure 5.6, une gerbe à 45° et 10^{19} eV est ici utilisée). On observe effectivement que celle-ci est plus importante en aval de la gerbe. Si on laisse maintenant les paramètres de la direction u et v libres et que nous les ajustons, en même temps

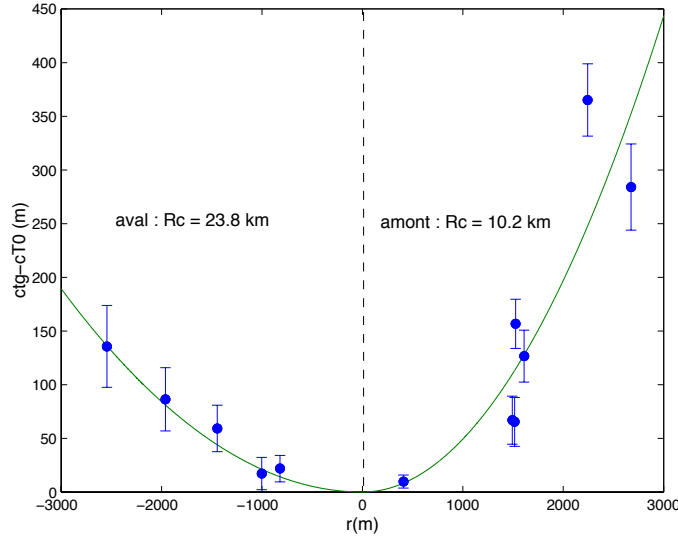


FIG. 5.6 – Ajustement de la courbure du front de gerbe indépendamment en aval et en amont de la gerbe, pour une gerbe simulée à 45° et 10^{19} eV, la direction et le point d'impact ayant été fixés à leurs valeurs effectives. Le rayon de courbure est plus grand en aval qu'en amont.

que la courbure du front, en utilisant cette fois tous les points, on voit que le fait d'imposer une courbure identique en aval et en amont de la gerbe diminue la valeur de l'angle zénithal θ (figure 5.7, l'angle ajusté vaut 43° au lieu de 45°). Enfin, on voit sur la figure 5.8 qu'un ajustement plan de u et v ne permet pas de bien reconstruire la direction de la gerbe.

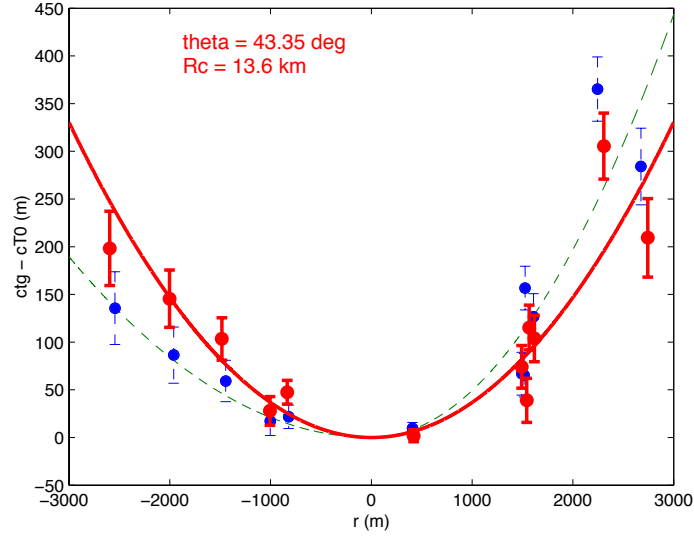


FIG. 5.7 – Ajustement du front de gerbe et de la direction en utilisant tous les points, le point d'impact étant fixé à sa valeur nominale. L'angle zénithal obtenu est plus petit que l'angle effectif. La modification de u et v entraîne une modification des valeurs des t_g .

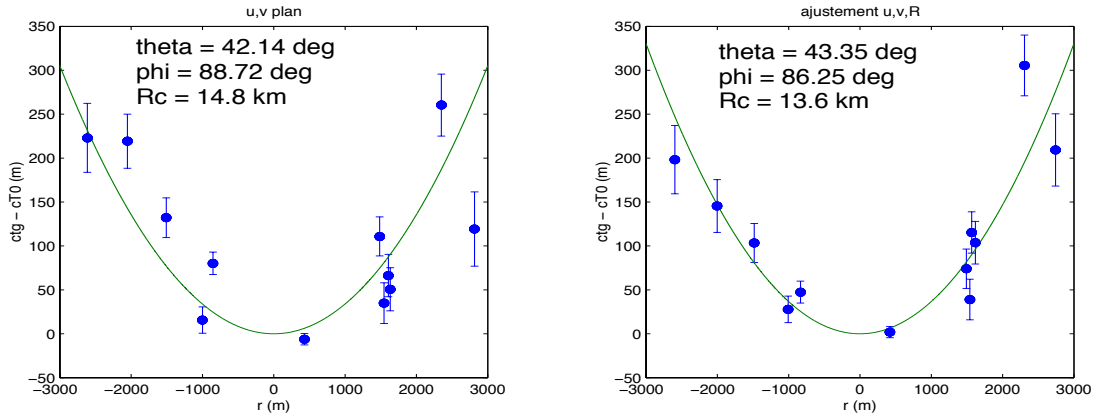


FIG. 5.8 – Ajustement de la direction. Le point d'impact étant fixé à sa valeur réelle : à gauche u et v sont obtenus à partir d'un ajustement plan, le rayon de courbure est obtenu ensuite indépendamment. À droite la direction et la courbure sont ajustées simultanément. Les valeurs "réelles" pour la direction de la gerbe sont : $\theta_{vrai} = 45^\circ$ et $\varphi_{vrai} = 85.5^\circ$.

- Sur la reconstruction de l'angle azimutal φ (figure 5.9) : la dispersion est de l'ordre de 0.6° pour les hadrons. La reconstruction est moins bonne sur les photons où l'erreur est de l'ordre de 2° . La reconstruction sur les angles est meilleure lorsque l'énergie augmente.

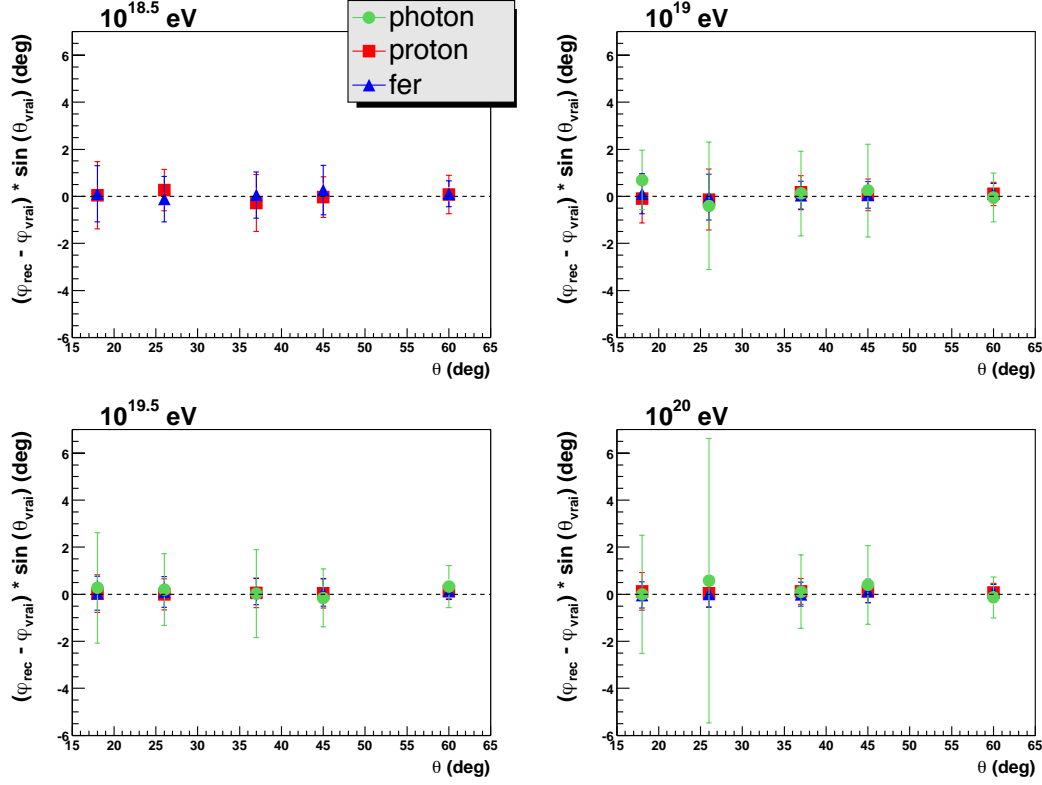


FIG. 5.9 – Erreur sur l'angle azimutal reconstruit φ_{rec} en fonction de l'angle zénithal de la gerbe et pour différentes énergies. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

- Sur la position du point d'impact (x_c, y_c) (figure 5.10) : l'erreur reste de l'ordre de la centaine de mètres. A 60° l'erreur devient plus importante : il s'agit de la limite de la ldf (équation (5.2)).

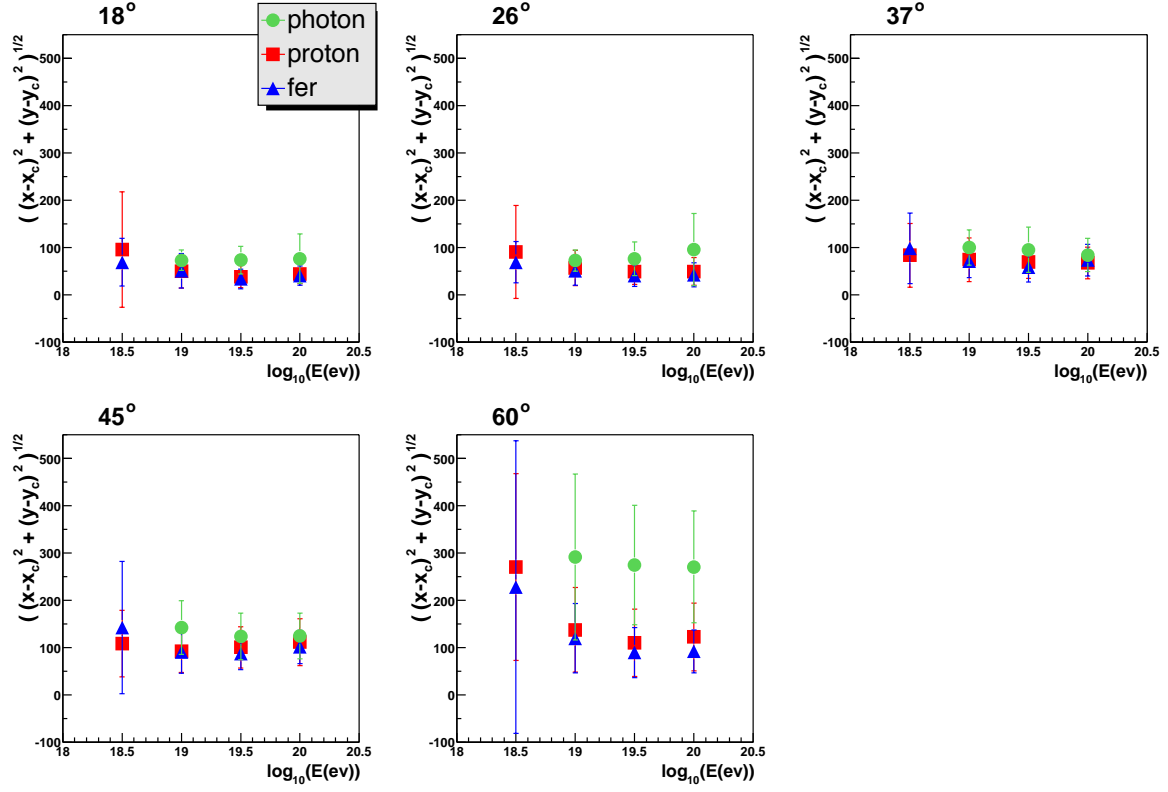


FIG. 5.10 – Erreur sur la position du cœur de la gerbe, exprimée en mètres, en fonction du logarithme de l'énergie de la gerbe et pour différents angles. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

- Sur la reconstruction de l'énergie (figure 5.11) : l'énergie reconstruite est plus faible que l'énergie effective de la gerbe, l'erreur pouvant aller jusqu'à 40% pour les hadrons. Une erreur sur la détermination de l'angle zénithal ou sur la position du point d'impact ne permet pas d'expliquer une telle différence. Il s'agit donc de la formule permettant d'obtenir l'énergie (équation (5.5)) qui a été établie à partir de différents modèles de simulation et qui n'est donc pas particulièrement adapté aux gerbes simulées avec CORSIKA. En ce qui concerne les gerbes de photon, le signal déposé par ces gerbes, essentiellement composées de particules électromagnétiques, est plus faible que pour une gerbe hadronique de même énergie, il est donc normal que nous sous-estimions leur énergie.

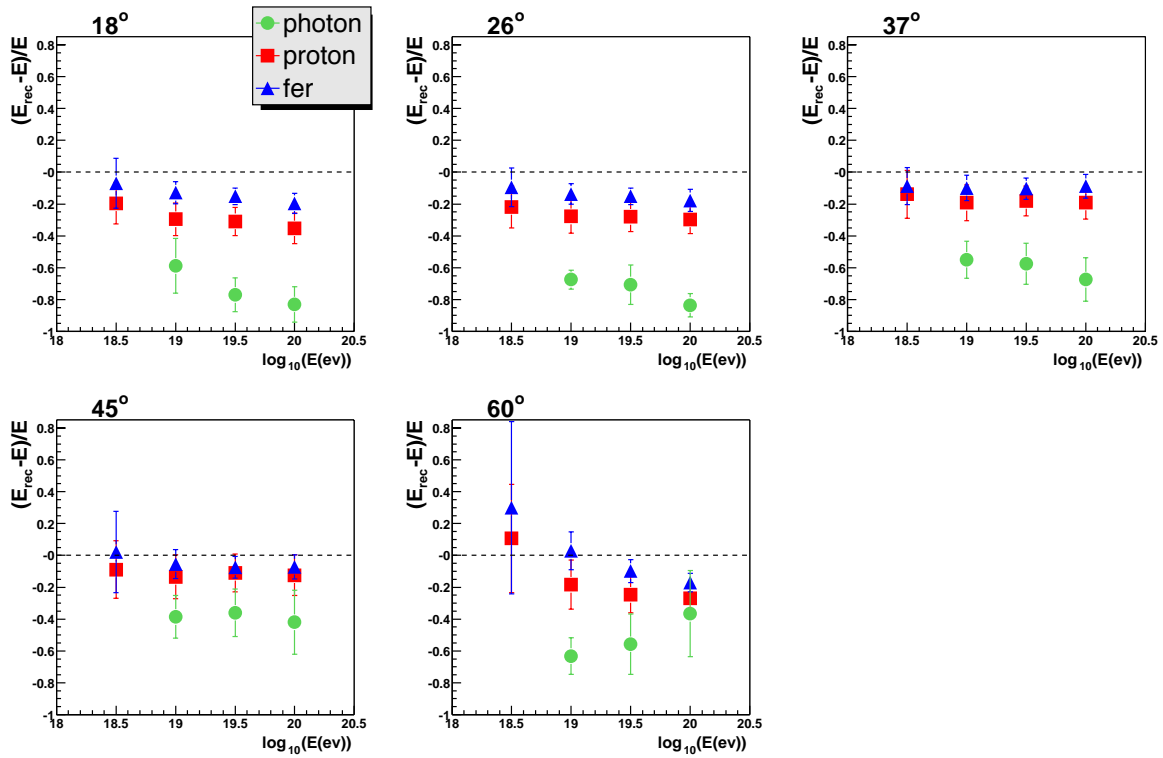


FIG. 5.11 – Erreur relative sur l'énergie reconstruite E_{rec} en fonction du logarithme de l'énergie de la gerbe et pour différents angles. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

5.3 Résultats : événements du réseau prototype

Les événements dont au moins 5 stations ont déclenché sont analysés. Ceci permet d'avoir au moins un degré de liberté dans la reconstruction de la direction de la gerbe et de la courbure. Nous ne conservons ainsi que 1.6% des événements, mais seul l'ajustement d'un front de gerbe plan peut être utilisé avec les événements à 3 (84.9% des événements, dont la plupart sont des événements accidentels) et à 4 stations (13.5%).

De manière générale, les études présentées ici ont été faites en ne prenant pas en compte les 3 stations de l'*infield* (numéros 64, 36 et 67). Lorsque ces stations sont incluses dans l'analyse, ceci est précisé.

5.3.1 Sélection des stations et des événements

Parmi les stations enregistrées dans un événement, certaines ont pu être touchées par des gerbes de plus petite énergie durant la fenêtre en temps ouverte pour la formation du trigger de niveau 3.

Pour éliminer ces stations accidentelles nous appliquons successivement trois coupures :

- critère de compacité : une station située à plus de 2.8 km de toute autre station touchée est rejetée de l'événement,
- critère physique lors de l'ajustement de la direction d'arrivée : le vecteur \vec{n} doit rester unitaire en imposant $u^2 + v^2 \leq 1$ ($u^2 + v^2 + w^2 = 1$) et le rayon de courbure doit être positif. Si ces conditions ne sont pas remplies nous devons retirer une ou plusieurs stations de l'événement. Nous enlevons donc successivement chaque station de l'événement et nous rejetons celle qui permet d'obtenir $u^2 + v^2 \leq 1$ et $R_c > 0$ et sans laquelle la valeur du χ_d^2 donnée par (5.1) est minimale. Si l'élimination d'une station n'a pas permis d'obtenir ces conditions nous enlevons les stations deux à deux en essayant de minimiser le χ_d^2 . Si l'ajustement ne parvient pas à converger vers les conditions souhaitées, en enlevant une ou deux stations, l'événement est alors totalement rejeté.
- critère en temps : nous vérifions ensuite qu'une station n'est pas trop éloignée de la courbe ajustée, ceci se traduit par une grande valeur du χ_d^2 par nombre de degrés de liberté. Tant que celle-ci est plus grande que 10, et si le nombre de stations le permet, nous supprimons une station dans l'événement permettant de minimiser la valeur du χ_d^2 .

Ces sélections sont effectuées lors de la "première itération", c'est-à-dire que le front de gerbe est ajusté en approximant le point d'impact au centre de gravité des stations. Après calcul du point d'impact, par minimisation du χ_d^2 , et de la direction correspondante, nous conservons les événements ayant 5 stations ou plus et ayant un angle d'incidence $\theta < 60^\circ$, qui est la limite de validité de la *ldf* utilisée (5.2). Nous imposons de plus que le point d'impact soit à moins de 1500 m du centre de gravité, ceci permet de ne garder que les événements étant tombés à l'intérieur du réseau. 238 événements sont ainsi sélectionnés dans la période mai 2002 – mars 2003, ce qui représente 12% des événements à 5 stations ou plus que nous avons au départ.

Pour ces 238 événements, nous estimons le nombre de stations accidentelles attendu afin de s'assurer que les coupures ne sont pas trop restrictives. Le nombre total d'événements à N stations est égal au nombre d'événements ayant effectivement N stations moins ceux pouvant contenir des stations accidentelles, plus le nombre d'événements ayant touché en réalité $N' < N$ stations et qui contenaient $F = N - N'$ stations fortuites : $nevt_{obs(N)} = nevt_N \times (1 - \sum P_F) + nevt_{N' \rightarrow N}$. P_F est la probabilité qu'un événement passe de N' à N stations par l'ajout de F stations fortuites. Pour une fenêtre de $60 \mu s$ ($\pm 30 \mu s$), la probabilité de passer de N' à $N' + 1$ station est $P_1 = 100 \times 60 \times 10^{-6} \times S = 6 \cdot 10^{-3} S$, la fréquence d'un trigger de niveau 1 étant de 100 Hz et S étant le nombre de stations restant disponibles dans l'événement. Le réseau prototype, sans l'*infield*, étant composé de 29 stations, $S = 29 - N'$. De même, la probabilité de passer de N' à $N' + 2$ stations est $P_2 = (6 \cdot 10^{-3})^2 S(S - 1)/2$. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.1. En italique est donné le nombre d'événements observés dans les données, auxquels on a enlevé une ou deux stations par les coupures précédentes. En gras est représenté le nombre d'événements attendus avec l'algorithme précédent. Pour débiter les calculs nous avons supposé que le nombre d'événements à 5 stations observés était celui attendu.

Les chiffres sont comparables, entre le nombre de stations rejetées dans les événements et le nombre attendu. Nos coupures sont donc acceptables.

Nombre de stations initiales	0 fortuite		1 fortuite		2 fortuites		Total
	observé	théorique	obs	th	obs	th	
5	<i>131</i>	131	-	-	-	-	131
6	<i>46</i>	44.7	<i>21</i>	22.3	-	-	67
7	<i>13</i>	15.3	<i>8</i>	7.2	<i>3</i>	1.5	24
8	<i>6</i>	4.2	<i>1</i>	2.3	<i>0</i>	0.5	7
9	<i>4</i>	3.25	<i>0</i>	0.61	<i>0</i>	0.14	4
10	<i>2</i>	2.52	<i>1</i>	0.44	<i>0</i>	0.04	3
12	<i>1</i>		<i>0</i>		<i>0</i>		1
14	<i>1</i>		<i>0</i>		<i>0</i>		1

TAB. 5.1 – Nombre d'événements observés (*italique*) et attendus (*caractères gras*) avec N stations dont F station(s) fortuite(s).

5.3.2 Angles d'incidence

Détermination du t_0

Pour ajuster les angles d'incidence, nous devons dans un premier temps déterminer le temps d'arrivée du front de gerbe sur les stations. Ceci revient à trouver le temps correspondant au début du signal. Deux méthodes, appliquées sur la moyenne des

signaux des photomultiplicateurs d'une station, sont utilisées de façon à minimiser les risques de confondre un canal de signal avec un canal de bruit.

- Dans le cas des triggers *threshold* le signal présente un seul pic, qui correspond au temps du trigger. La méthode consiste donc à se placer au niveau de ce pic, puis, en remontant le temps, on détermine le premier canal en temps dont la valeur est en-dessous de 0.1 VEM. Ce canal correspond alors au temps du début du signal.
- Dans le cas des triggers *Time Over Threshold* le signal est composé de plusieurs pics, la méthode précédente ne peut donc pas être appliquée. Nous nous plaçons alors au début de la trace enregistrée, puis, en allant dans le sens croissant du temps, on recherche trois canaux en temps consécutifs dont la valeur dépasse 0.1 VEM. Le temps du début du signal est alors le premier de ces trois canaux.

Pour choisir le seuil permettant de déterminer le début du signal nous avons dû faire un compromis entre une valeur suffisamment grande pour ne pas prendre en compte le bruit électronique dans le signal et une valeur assez petite pour ne pas perdre les premiers canaux du signal.

Le bruit électronique est de l'ordre de 1 canal FADC, ce qui représente environ 0.02 VEM, le seuil de 0.1 VEM choisi se situe donc à 5σ du bruit électronique et correspond à la moitié du seuil du *Time Over Threshold*. Par ailleurs, la valeur du piédestal ne devrait pas intervenir puisqu'elle est normalement connue à 0.01 VEM environ.

La proportion de canaux de bruit pouvant être confondus avec un canal du signal peut être évaluée en regardant les 200 premiers canaux en temps lorsque le trigger local est un *threshold*. Figure 5.12 sont représentées les valeurs de ces canaux, en VEM, pour la station 49 et pour tous les triggers *threshold* enregistrés de mai 2002 à mars 2003. 2% des canaux sont au-dessus de la valeur seuil de 0.1 VEM ce qui signifie

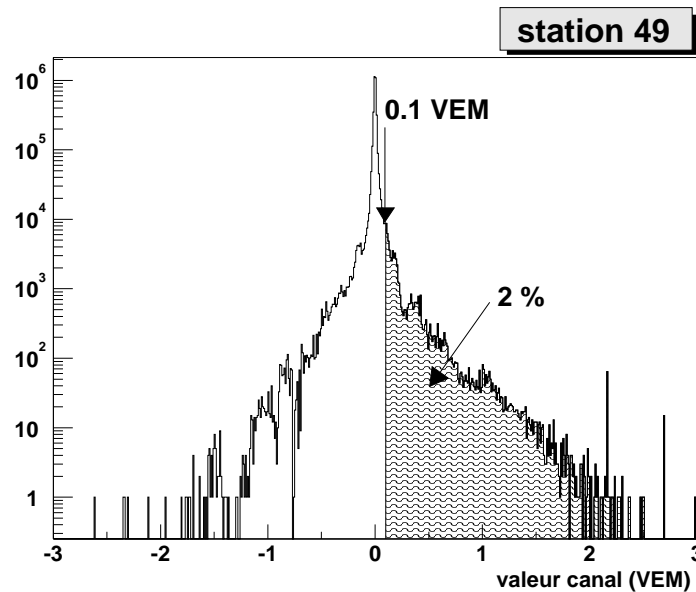


FIG. 5.12 – Valeurs des 200 premiers canaux en VEM, pour les triggers *threshold*. 2% des canaux sont au-dessus de 0.1 VEM.

que dans seulement 2% des cas nous sommes susceptibles de faire une erreur sur le temps du début du signal. Par ailleurs, on rencontre, dans 5% des cas, trois canaux consécutifs ayant une valeur supérieure à 0.1 VEM dans les 200 premiers canaux en temps des triggers *threshold*.

Choix du poids pour la détermination de la courbure et de la direction

Pour déterminer le poids ω_i utilisé dans le χ_d^2 (équation (5.1)) pour la détermination de la direction de la gerbe nous devons connaître l'erreur faite sur la détermination du temps de la station (t_g ou ct_g exprimé en mètres). Pour cela, nous traçons le carré des résidus par rapport à l'ajustement du front de gerbe en fonction de la distance (figure 5.13), le point d'impact étant le centre de gravité, pour les événements ayant au moins 6 stations après la sélection permettant d'avoir un rayon de courbure positif.

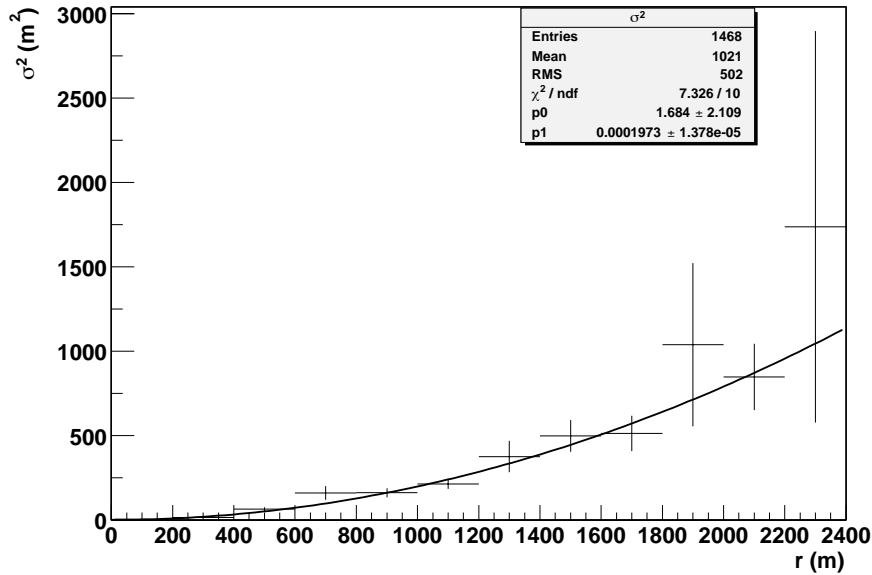


FIG. 5.13 – Carrés des résidus en fonction de la distance, pour l'ajustement du front de gerbe. On obtient une courbe parabolique de la forme $\sigma^2 = p_1 r^2 + p_0$.

Cette courbe peut être ajustée par une parabole, l'erreur sur ct_g est donc linéaire en fonction de la distance au cœur de la gerbe. Cette relation est normalisée de façon à ce que les valeurs du χ_d^2 par nombre de degrés de liberté ($ndl = \text{nombre de stations} (nstat) - 4$) soient de l'ordre de 1 (figure 5.14).

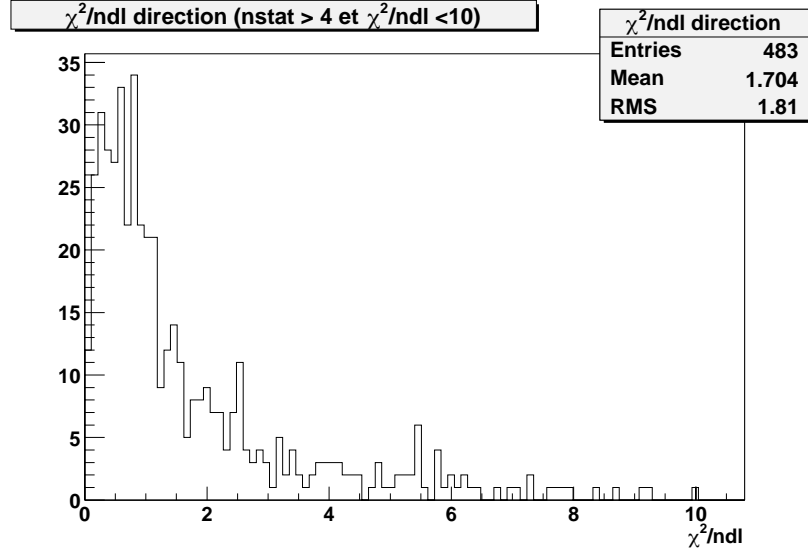


FIG. 5.14 – Valeurs du χ_d^2 par nombre de degrés de liberté (ndf) obtenues en prenant $\sigma_{ct_g} = 0.015r$, pour les événements ayant au moins 5 stations.

Courbure

Avant de présenter les distributions des angles d'incidence, il est nécessaire de souligner, sur un événement particulier, l'importance d'utiliser un front de gerbe parabolique plutôt qu'un front de gerbe plan. L'ajustement plan et courbé sont représentés figure 5.15 pour un même événement. Le signe appliqué à la distance à l'axe correspond au signe du produit scalaire $\vec{CM} \cdot \vec{n}$, ainsi les distances négatives correspondent aux stations en aval de la gerbe alors que les distances positives correspondent aux stations en amont.

Un ajustement courbé permet de mieux déterminer les angles d'incidence de la gerbe. Dans ce cas on a une différence de 4° sur l'angle d'incidence θ selon qu'on utilise un front de gerbe plan ou courbé, ce qui est très important puisqu'on s'attend à des précisions de l'ordre de 1° pour la détermination des angles.

La reconstruction de la direction appliquée sur des gerbes simulées permet également de souligner l'importance de prendre en compte la courbure. La figure 5.16 représente l'erreur faite sur les angles θ reconstruits dans le cas d'un front de gerbe plan et d'un front de gerbe courbé (le centre de gravité est alors utilisé comme point d'impact), pour des gerbes de proton à 37° et $10^{18.5}$ eV. La dispersion sur l'erreur passe de 3° à 1.5° lorsqu'on prend en compte la courbure.

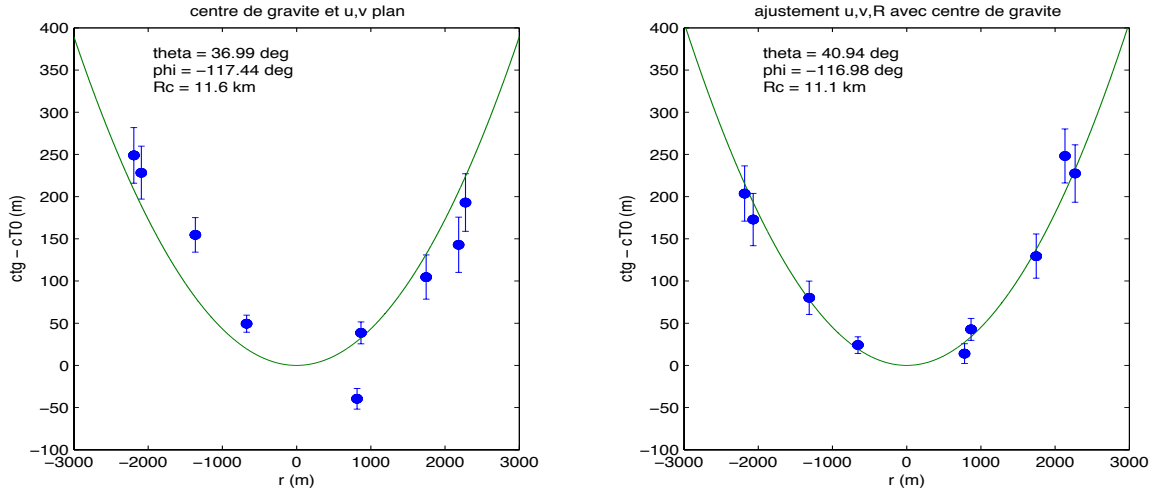


FIG. 5.15 – Événement 236265 : ajustement de la direction. A gauche nous avons d'abord fait un ajustement plan pour u et v puis un ajustement de la courbure et de T_0 avec ces points (la direction est indépendante de la courbure du front). A droite, les quatre paramètres sont ajustés ensemble.

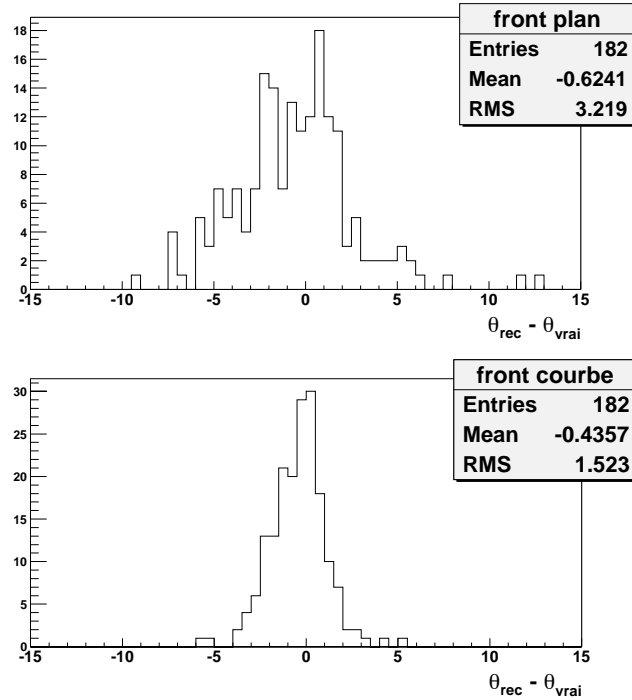


FIG. 5.16 – Différence entre l'angle zénithal reconstruit et l'angle réel pour des protons simulés à 37° et $10^{18.5}$ eV. En haut nous utilisons un front de gerbe plan, en bas la direction est ajustée en même temps que la courbure du front.

Distributions

Les distributions des angles d'incidence, pour les événements à plus de 5 stations de mai 2002 à mars 2003, sont représentées figures 5.17 et 5.18. La distribution de φ est uniforme. On s'attend à ce que celle en $\cos \theta$ le soit également. Les événements à grand θ sont cependant favorisés, avec en particulier un déficit d'événements dans l'intervalle $0^\circ < \theta < 30^\circ$, la distribution aux plus grands angles pouvant être considérée comme uniforme. Ceci est dû au fait que l'on observe des gerbes de petite énergie qui ne touchent pas suffisamment de stations lorsqu'elles sont à faible angle zénithal. En effet, lorsque nous ne conservons que les événements de plus faible énergie ($< 3 \cdot 10^{18}$ eV) le déficit à petit angle s'accroît (figure 5.19). Aux plus hautes énergies en revanche ($> 3 \cdot 10^{18}$ eV, figure 5.20) la distribution tend à s'uniformiser.

Ces distributions permettent de donner une première approximation de l'ouverture en angle solide effective du détecteur : $\Omega_{eff} = \sqrt{12}\sigma_{\cos(\theta)}\sqrt{12}\sigma_\varphi \approx 3$ sr, pour les gerbes de θ inférieur à 60° .

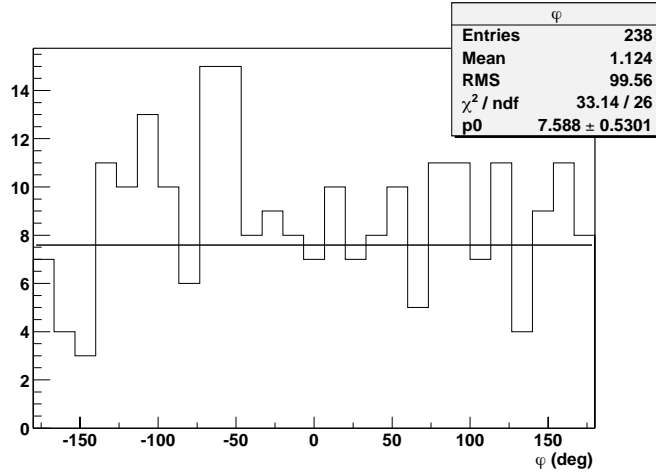


FIG. 5.17 – Distribution de φ pour les événements à plus de 5 stations.

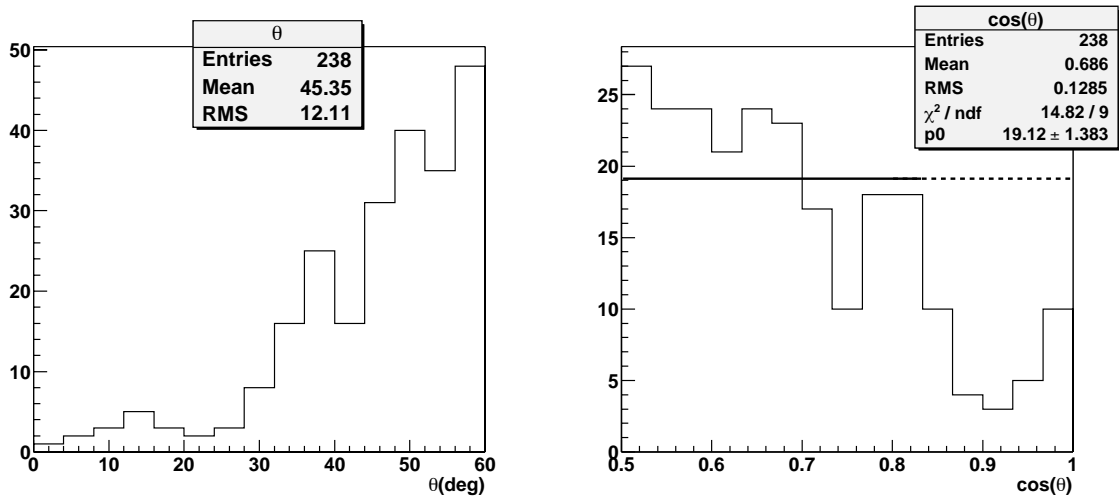


FIG. 5.18 – Distributions de θ et $\cos \theta$ pour les événements à plus de 5 stations.

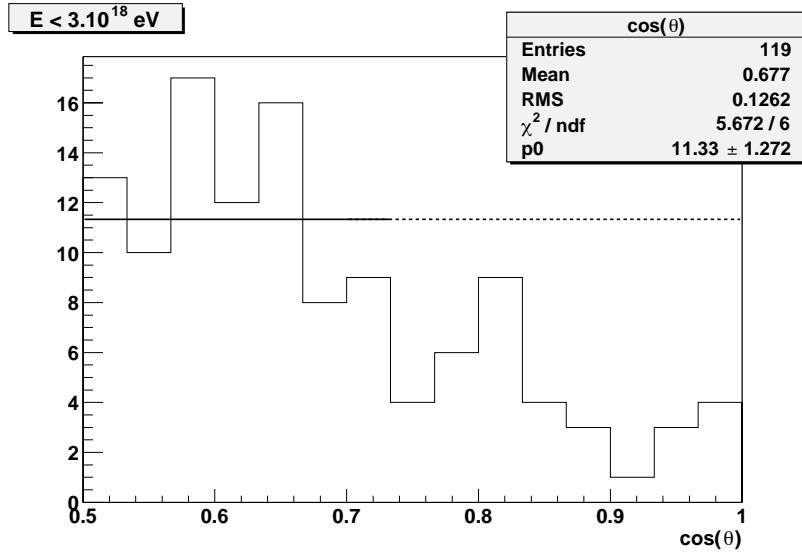


FIG. 5.19 – *Distribution de $\cos\theta$ pour les événements d'énergie inférieure à $3 \cdot 10^{18}$ eV : on observe un excès d'événements à grand angle zénithal.*

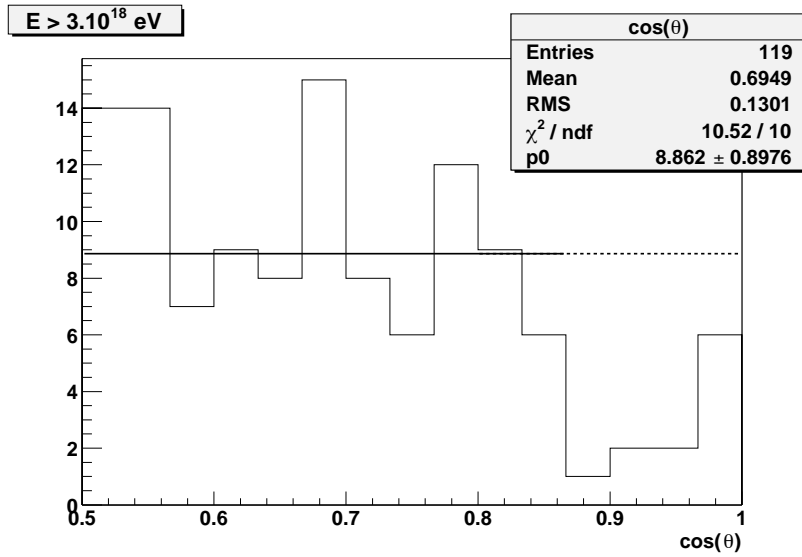


FIG. 5.20 – *Distribution de $\cos\theta$ pour les événements d'énergie supérieure à $3 \cdot 10^{18}$ eV : elle devient plus uniforme.*

Origine des événements

Les directions d'arrivée sont projetées sur le ciel en coordonnées équatoriales (ascension droite (RA) et déclinaison (Dec), figure 5.21). Une carte de densités est également réalisée (figure 5.22) : il s'agit du nombre d'événements dans des intervalles de $20^\circ \times 20^\circ$ dans le plan Dec vs $\cos(\text{Dec}) \times \text{RA}$. Une carte de bruit est constituée en attribuant à un événement ayant une direction d'arrivée donnée le temps de dix autres événements pris aléatoirement [68] (figure 5.23). A chaque point est attribué un poids de $1/10^e$ pour se ramener au nombre d'événements observés dans les données. Le test statistique de Li et Ma [69] est alors appliqué pour faire apparaître une éventuelle structure. La valeur de $U = (N_1 - N_2)/\sqrt{N_1 + N_2}$ est représentée figure 5.24, N_1 étant le nombre d'événements observés (carte 5.22) et N_2 correspond aux événements du bruit (carte 5.23). Cette valeur permet de déterminer si les excès, ou les déficits, d'événements sont significatifs. Ici, U ne dépasse pas 2.5σ (figure 5.25), il faudrait atteindre 5σ pour favoriser une direction. On ne voit donc pas apparaître de direction d'arrivée privilégiée pour le moment.

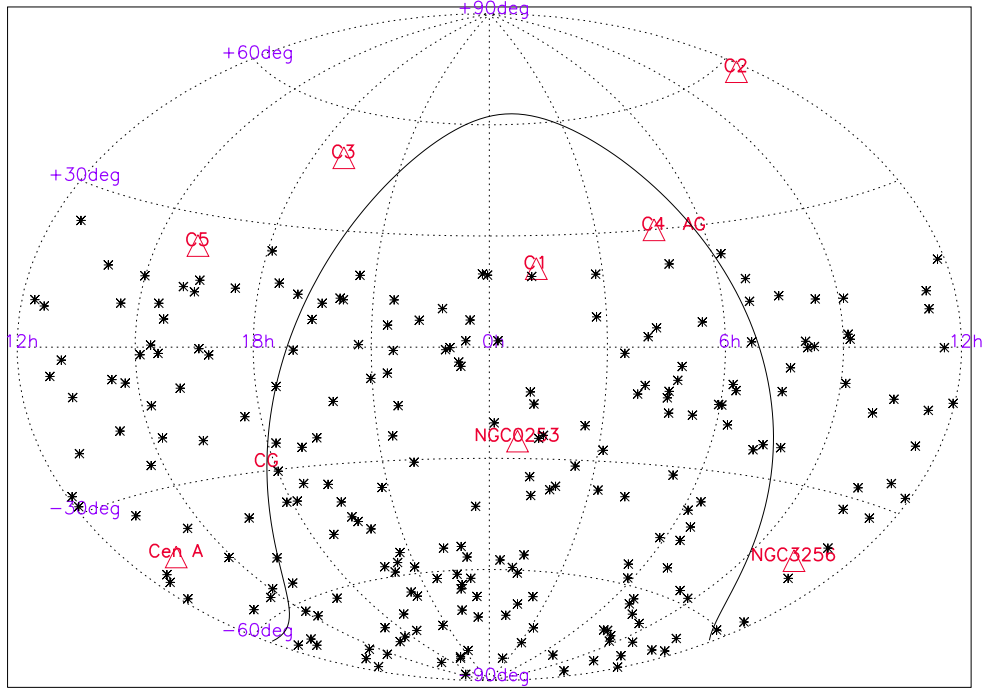


FIG. 5.21 – Directions d'arrivée des événements à plus de 5 stations, et $\theta < 60^\circ$, en coordonnées équatoriales. La courbe en trait plein représente le plan de la galaxie avec son centre (CG) et son anti-centre (AG). Sont également représentées la direction des multiplets vus par AGASA (C_1 à C_5) [19] et trois positions citées dans [70] : NGC0253 (galaxie starburst proche à 2.5 Mpc et qui émet des photons gamma), NGC3256 (système multiple de galaxies en interaction à 40 Mpc) et Cen A (galaxie active la plus proche, à 3.4 Mpc).

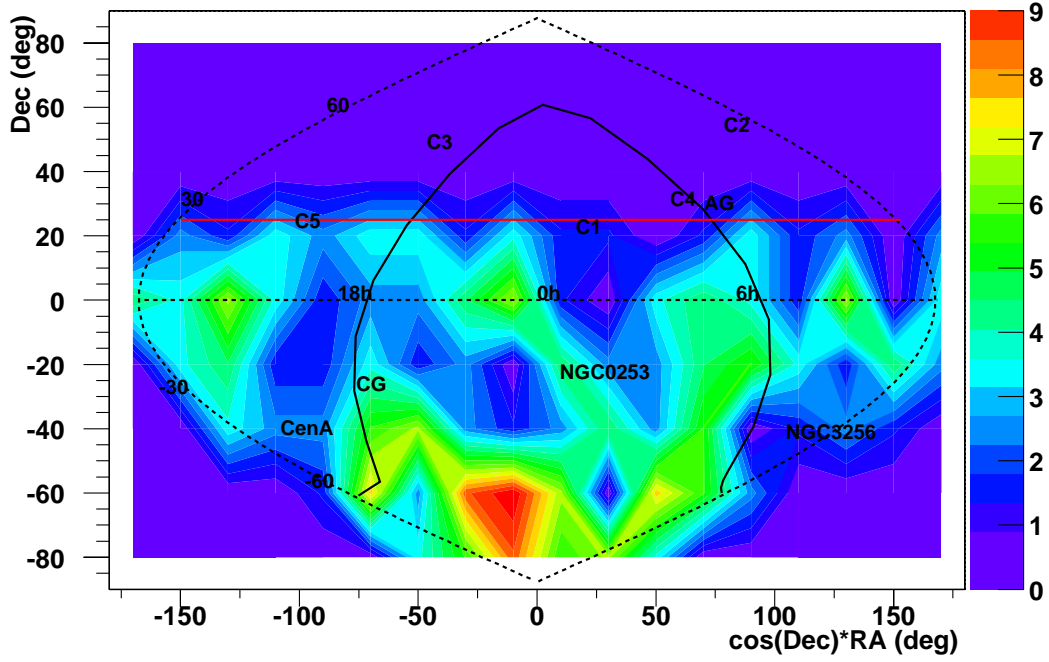


FIG. 5.22 – Nombre d'événements dans le plan Dec vs $\cos(Dec) \times RA$. L'axe de la galaxie ainsi que différents objets ont également été placés. Le trait rouge représente la limite d'observation dans le ciel pour des événements en-dessous de 60° .

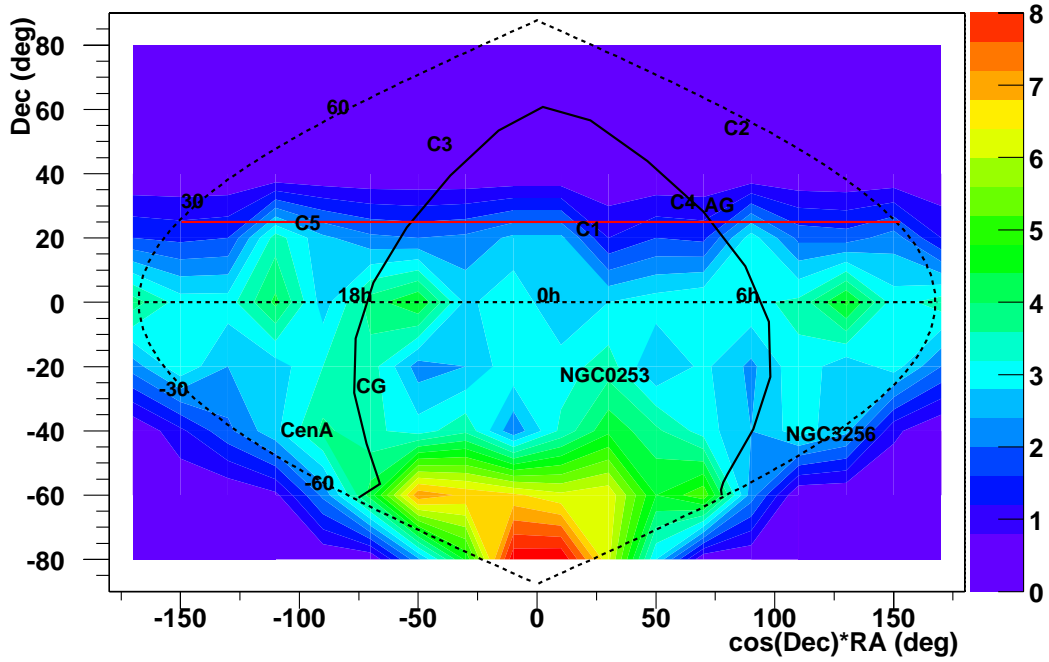


FIG. 5.23 – Carte de "bruit" constituée en attribuant à un événement le temps d'arrivée de dix autres événements pris aléatoirement (les directions θ et φ restant fixes).

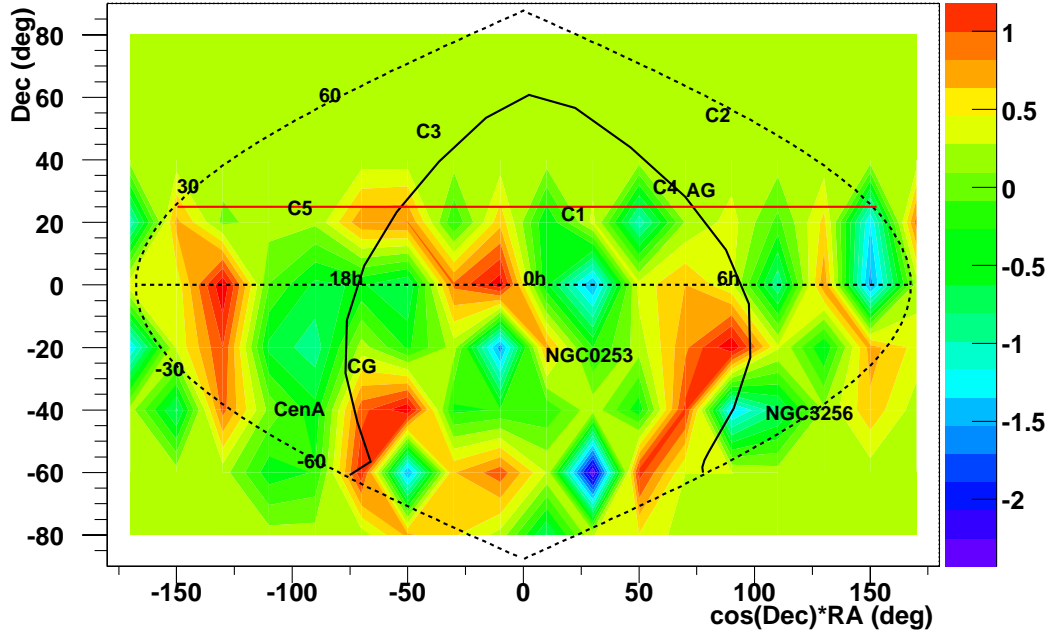


FIG. 5.24 – $(N_1 - N_2) / \sqrt{N_1 + N_2}$ avec N_1 : données (figure 5.22) et N_2 : bruit (figure 5.23). Les excès (ou déficits) en événements ne dépassent pas 2.5σ : aucune direction d'arrivée ne peut être privilégiée pour le moment.

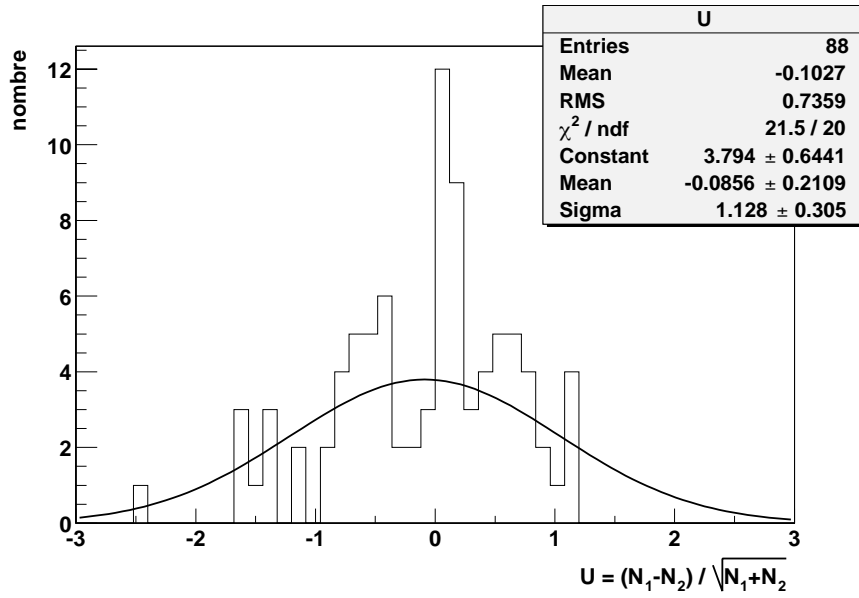


FIG. 5.25 – Histogramme des valeurs $(N_1 - N_2) / \sqrt{N_1 + N_2}$.

5.3.3 Distribution des points d'impact

La distribution des points d'impact est représentée sur le réseau figure 5.26. Leur répartition est uniforme sur le réseau. La surface effective de collection est estimée en utilisant les stations aux extrémités du réseau : $S_{eff} \approx 35 \text{ km}^2$. Si on inclut l'*infield* dans la reconstruction on observe un excès d'événements autour de ces stations (figure 5.27). Ceci provient du fait que le réseau est plus serré à cet endroit et donc sensible à des gerbes de plus petite énergie.

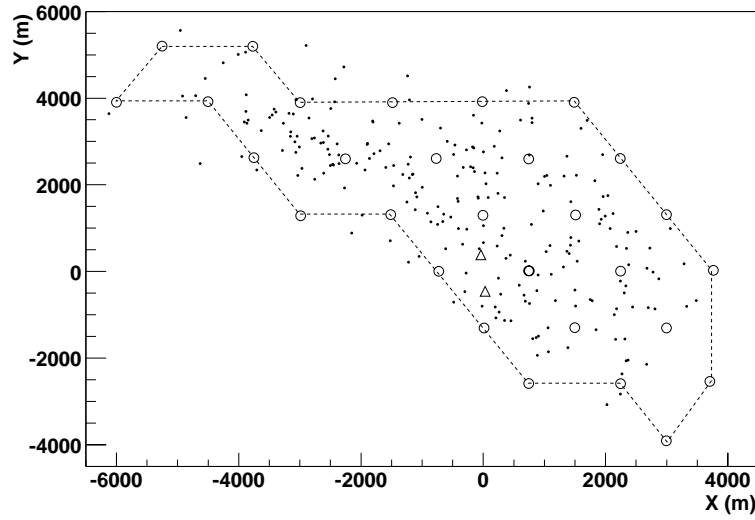


FIG. 5.26 – *Distribution des points d'impact sur le réseau pour les événements à plus de 5 stations, les stations de l'infield (triangles) étant ignorées.*

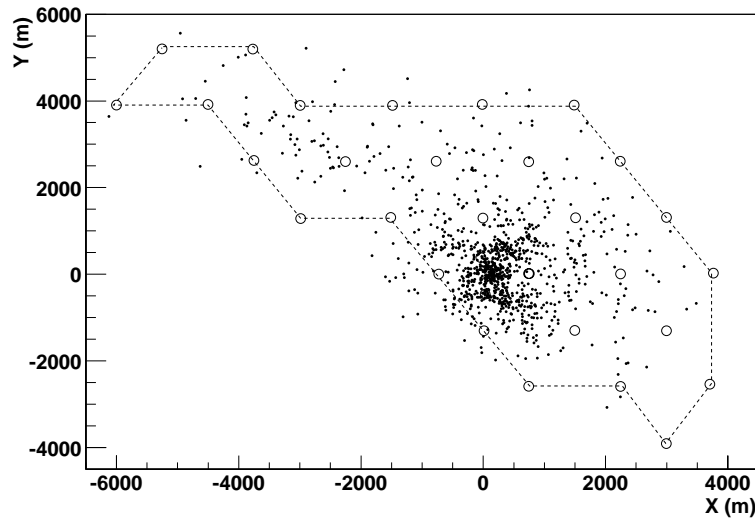


FIG. 5.27 – *Distribution des points d'impact sur le réseau pour les événements à plus de 5 stations, l'infield étant ici pris en compte dans la reconstruction.*

5.3.4 Distribution en énergie

Le nombre d'événements en fonction de l'énergie est représenté figures 5.28, lorsque l'*infield* est pris en compte, et 5.29 pour le réseau régulier. Nous voyons apparaître des événements à plus basse énergie lorsque l'*infield* est pris en compte dans la reconstruction. Dans ce cas le seuil en énergie est d'environ 10^{17} eV, alors qu'il est de l'ordre de 10^{18} eV lorsque seul le réseau régulier est considéré.

Le flux de rayons cosmiques au-dessus de 10^{19} eV observé par AGASA est de $10^{24.6} E^{-3}$ par unité de surface, d'angle solide et de temps ($\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}$), l'énergie étant exprimée en eV. Nous comparons ce flux au nombre d'événements obtenus en le multipliant par les angle solide (Ω_{eff}) et surface (S_{eff}) effectifs obtenus précédemment ainsi que par le temps de prise de données qui est de 11 mois.

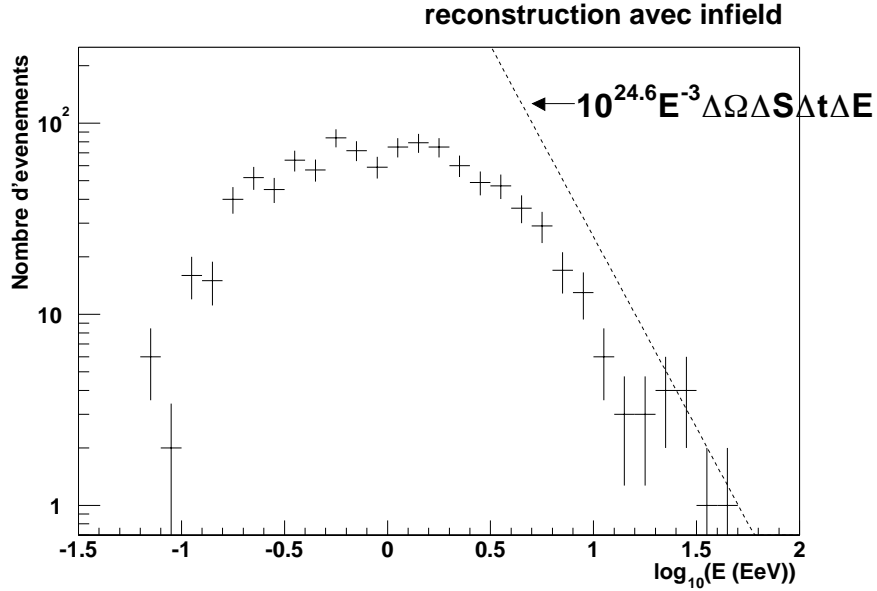


FIG. 5.28 – Distribution du nombre d'événements en fonction de l'énergie ($1 \text{ EeV} = 10^{18} \text{ eV}$), avec l'*infield*. La droite représente le flux d'AGASA multiplié par les angle solide, surface et temps effectifs obtenus lors de la reconstruction.

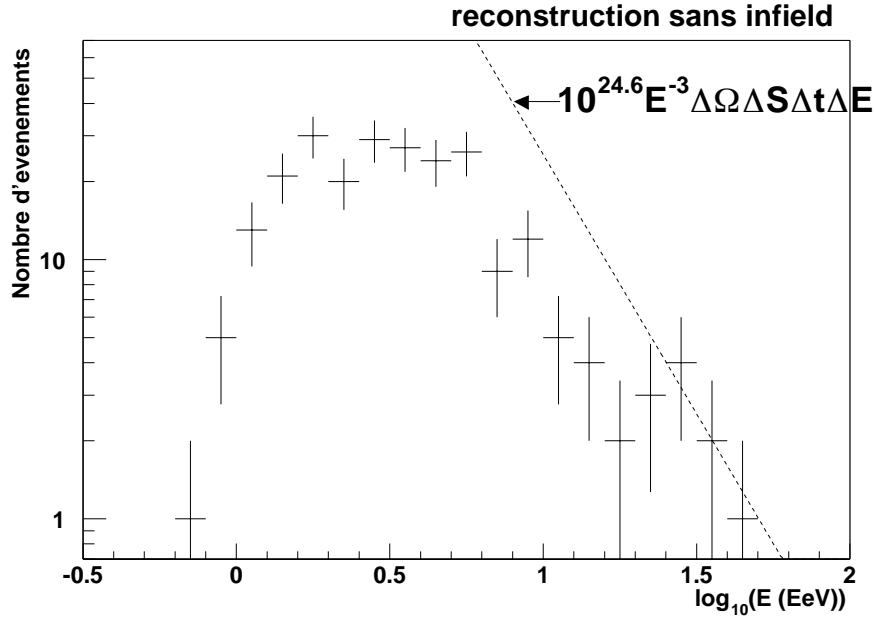


FIG. 5.29 – *Distribution du nombre d'événements en fonction de l'énergie, sans l'infield. La droite représente le flux d'AGASA multiplié par les angle solide, surface et temps effectifs obtenus lors de la reconstruction.*

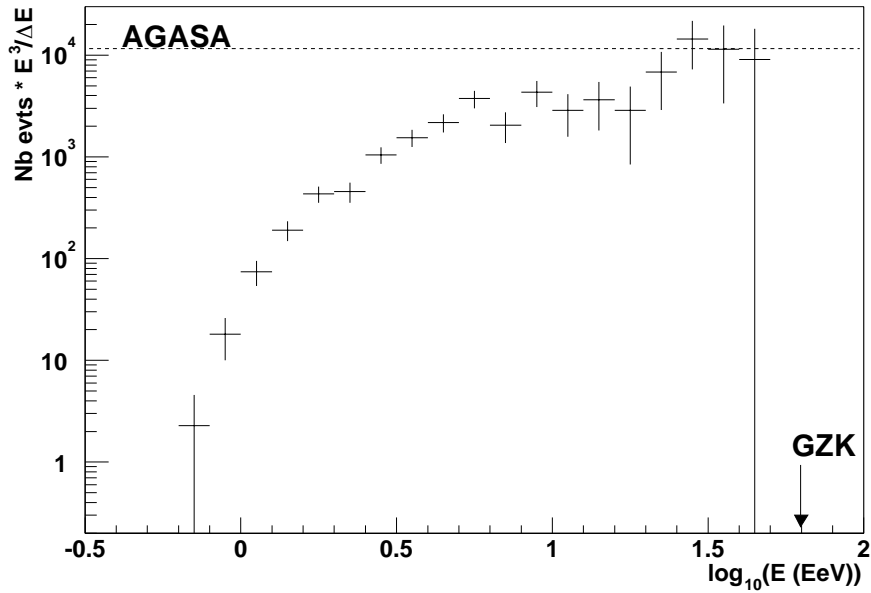


FIG. 5.30 – *Nombre d'événements, multiplié par E^3 en fonction de l'énergie, la reconstruction sans l'infield a été considérée ici. La droite représente le flux d'AGASA multiplié par les angle solide, surface et temps effectifs obtenus lors de la reconstruction. L'énergie à laquelle doit apparaître la coupure GZK est également représentée.*

5.3.5 Présentation d'événements

Sur les figures 5.31 à 5.33 est présentée la reconstruction des 3 événements les plus énergétiques, et figures 5.34 et 5.35 la reconstruction de l'événement ayant le plus de stations, sans et avec l'*infield*.

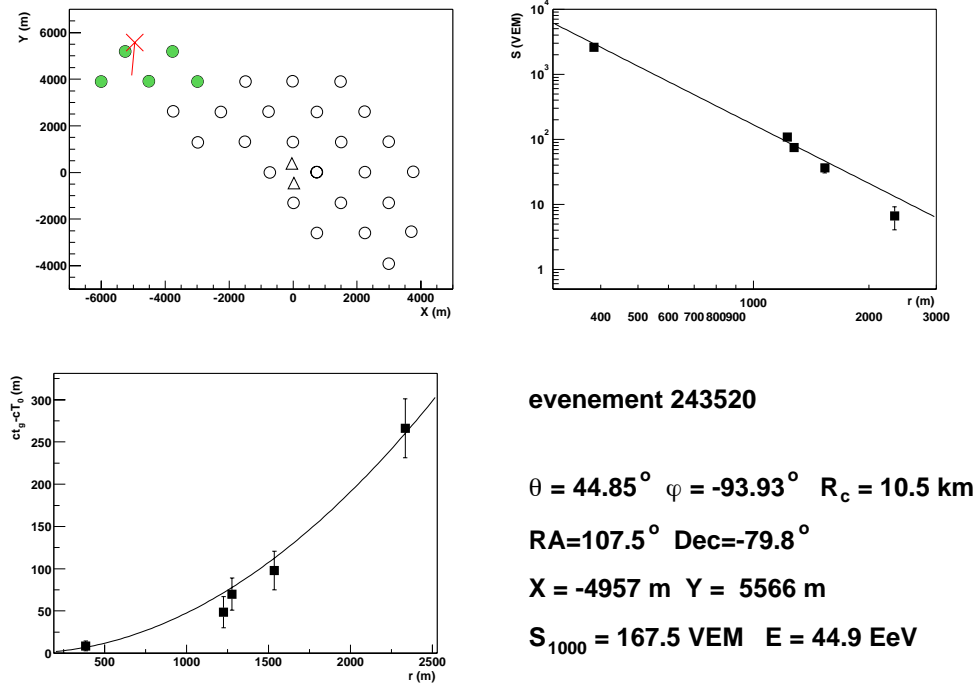


FIG. 5.31 – *Événement 243520 : en haut à gauche la position des stations touchées (en vert), le point d'impact est représenté par la croix rouge et le trait partant de ce point donne la direction d'arrivée de la gerbe (projetée dans le plan (X, Y)), en haut à droite l'ajustement de la ldf, en bas à gauche l'ajustement du front de gerbe et en bas à droite les paramètres reconstruits de la gerbe.*

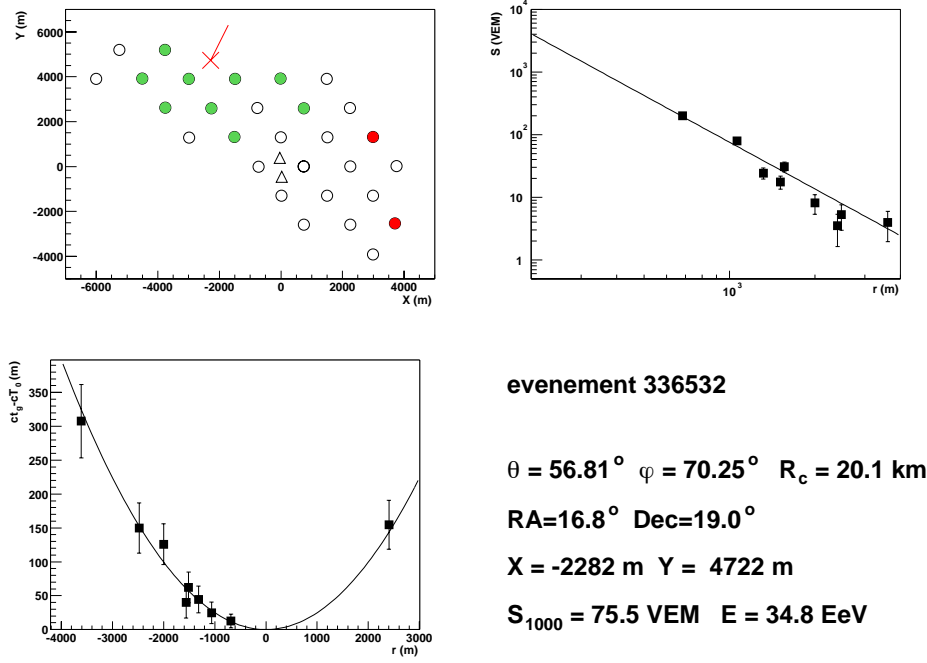


FIG. 5.32 – Événement 336532 : les stations représentées en rouge sont des stations qui n'étaient pas actives au moment de l'enregistrement de l'événement.

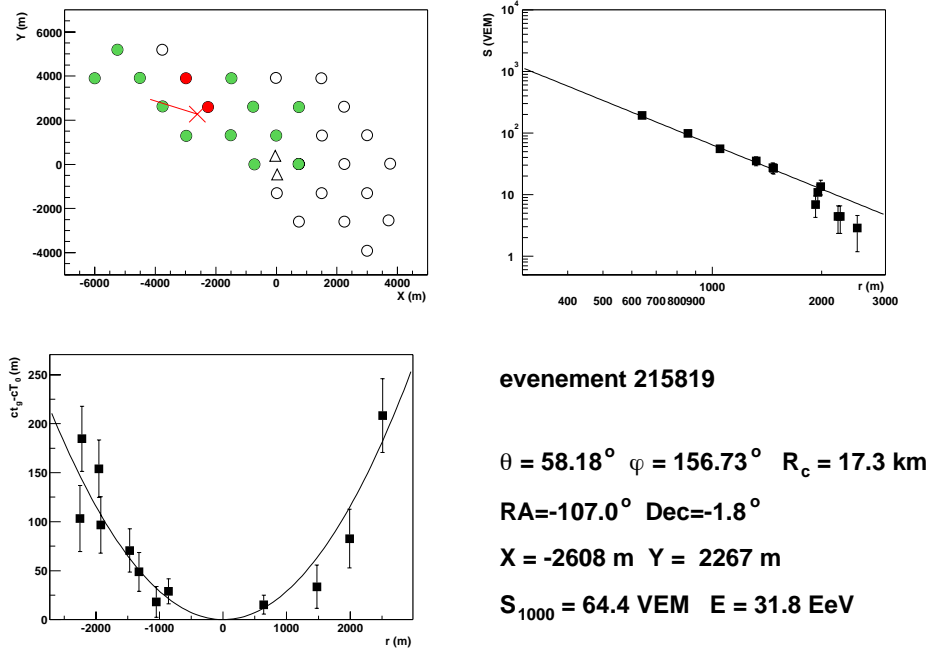
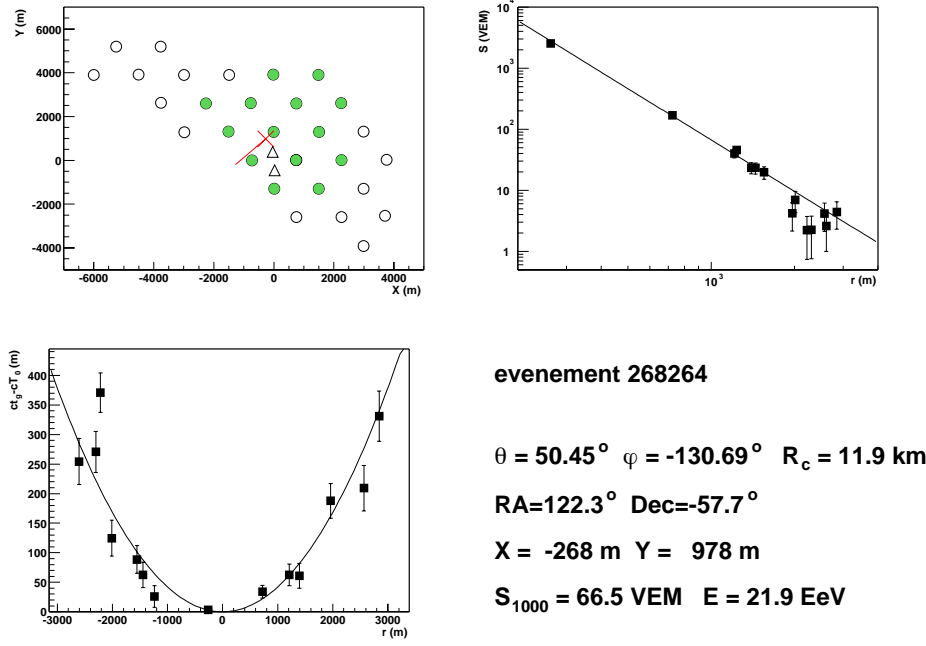
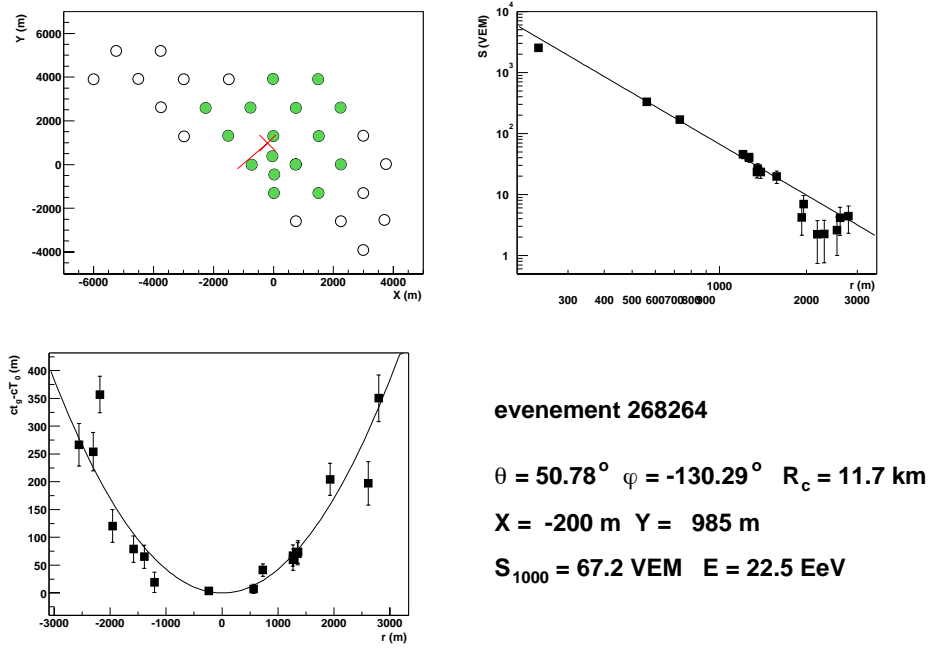


FIG. 5.33 – Événement 215819 : les triangles représentent les stations de l'infield qui n'ont pas été prises en compte dans la reconstruction.

FIG. 5.34 – *Événement 268264.*FIG. 5.35 – *Événement 268264 reconstruit avec l'infield.*

5.4 Conclusion

Nous avons présenté ici un algorithme de reconstruction pour les événements du réseau de surface. Celui-ci a été appliqué aux événements de l'EA enregistrés entre mai 2002 et mars 2003. Les distributions obtenues, en angles d'incidence et en énergie, sont conformes à celles attendues et observées dans l'hémisphère nord. L'extension du réseau, qui se poursuit actuellement, permettra d'étendre ces études à plus de statistique et de détecter des gerbes de plus haute énergie. En particulier, le fait de sélectionner les événements avec au moins cinq stations touchées n'apparaîtra plus comme une contrainte, 100% des gerbes remplissant cette condition lorsque leur énergie dépasse 10^{19} eV.

Chapitre 6

Détermination de la nature de la particule primaire

La nature des rayons cosmiques au-delà de 10^{15} eV est encore très mal connue. Or c'est un paramètre très important puisqu'il est un critère discriminant entre les deux principaux modes de production : accélération (majoritairement des noyaux) ou désintégration (majoritairement des photons et des neutrinos).

Sa détermination est rendue d'autant plus difficile que l'on observe des gerbes atmosphériques, et non la particule elle-même, et que leurs fluctuations intrinsèques sont importantes.

Les paramètres utilisés, pour connaître le type de particule que nous observons, sont liés au développement plus ou moins précoce de la gerbe dans l'atmosphère : la profondeur d'atmosphère du maximum de la gerbe en ce qui concerne les observations du rayonnement de fluorescence, la proportion de muons par rapport au nombre de particules électromagnétiques dans la gerbe pour l'observation au sol.

Nous ne nous intéressons ici qu'aux paramètres mesurables par le réseau de détecteurs Čerenkov de l'Observatoire Pierre Auger, ce travail étant consacré à cette partie du détecteur. Les deux paramètres cités ci-dessus ne sont pas mesurables directement par ces détecteurs, nous utilisons donc des variables qui y sont liées : le rayon de courbure et la forme du signal dans les cuves.

6.1 Présentation

Les différents paramètres sont testés sur des gerbes simulées convoluées avec la réponse du détecteur de surface et reconstruites par la méthode décrite dans le chapitre précédent. Les gerbes sélectionnées sont les mêmes que les gerbes utilisées dans la section 5.2 (CORSIKA/QGSJET01 pour la simulation des gerbes atmosphériques et SDSim pour la simulation du détecteur).

La séparation entre deux types de particules primaires, pour un même paramètre,

sera mesurée par la variable Δ , égale à la différence de la moyenne des distributions de ce paramètre, pour les deux types de particules, divisée par la somme des dispersions des deux distributions : $\Delta = \frac{MOY_{part1} - MOY_{part2}}{\sigma_{part1} + \sigma_{part2}}$, exprimé en nombre de sigmas.

6.2 Rayon de courbure

Le rayon de courbure correspond à l'altitude de formation de la majorité des muons de la gerbe. Comme la profondeur du maximum de la gerbe, il est donc un indicateur de la profondeur d'atmosphère plus ou moins importante de la première interaction. Ainsi, plus le noyau est lourd, plus il interagit rapidement avec l'atmosphère et plus le rayon de courbure sera grand.

Il dépendra également de l'angle d'incidence de la gerbe : si une particule interagit à la même profondeur après son arrivée dans l'atmosphère, une gerbe inclinée devra alors parcourir plus de distance dans l'atmosphère avant d'atteindre le détecteur qu'une gerbe verticale.

Simulations

Le rayon de courbure est calculé lors de l'ajustement de la direction de la gerbe, il est donc extrait directement des programmes de reconstruction. Les valeurs obtenues, pour différents angles, sont représentées en fonction de l'énergie des gerbes utilisées (figure 6.1). Le paramètre Δ , défini dans le paragraphe précédent, permettant d'éva-

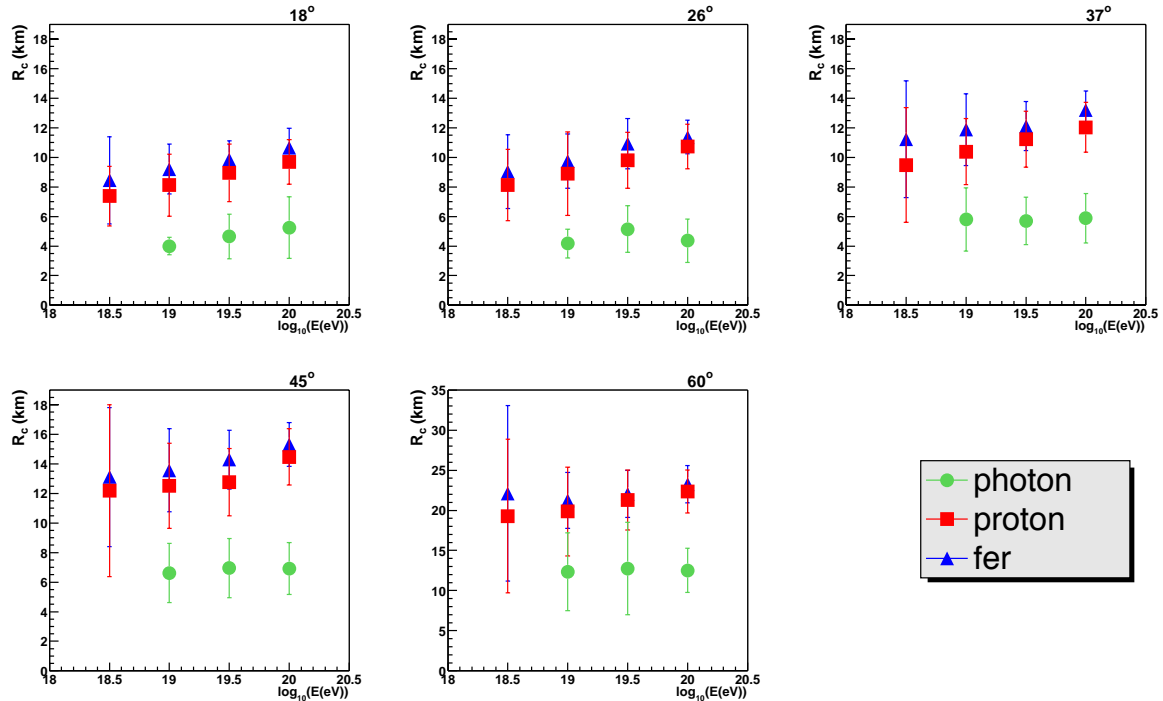


FIG. 6.1 – Rayon de courbure en fonction de l'énergie et pour différents angles. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

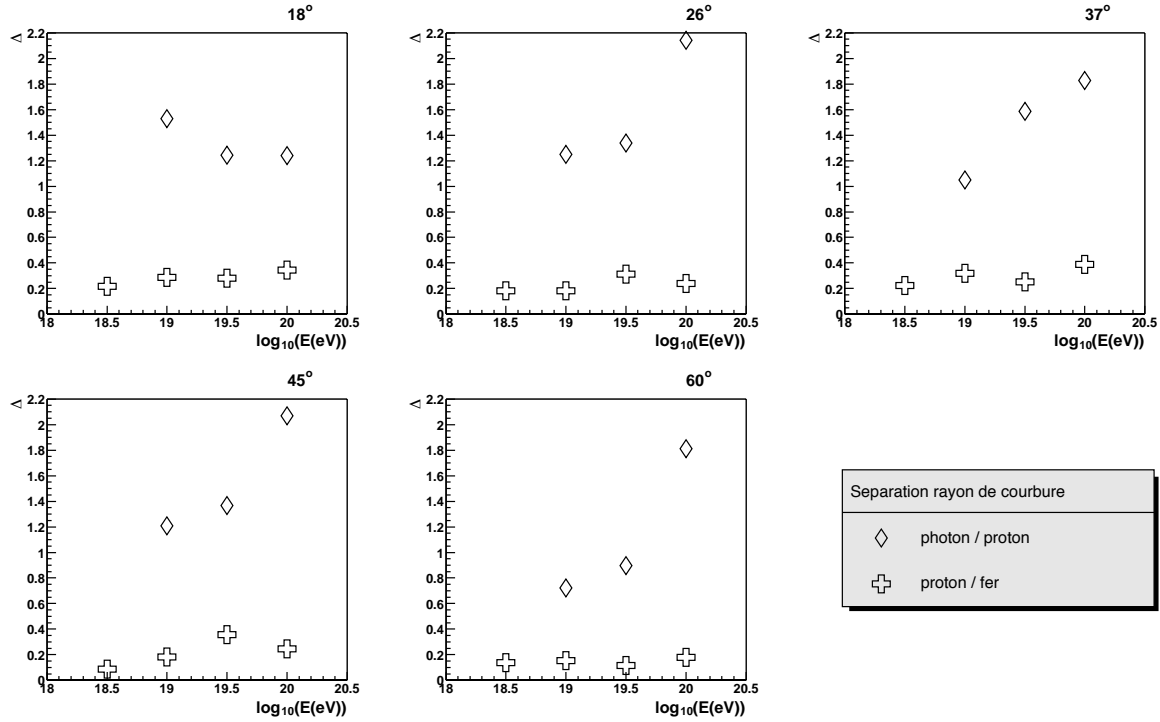


FIG. 6.2 – Séparation (Δ) entre les photons et les protons, et les protons et les fers, pour le rayon de courbure.

luer la séparation entre deux types de particules est également représenté figure 6.2. La séparation entre les photons et les hadrons est assez claire (1σ) et augmente avec l'énergie. En revanche, les valeurs du rayon de courbure pour les protons et les fers sont très proches (séparation de l'ordre de 0.2σ).

Comparaison avec les données

Sur les figures 6.3 et 6.4 sont représentées les valeurs des rayons de courbure obtenues pour les données simulées et pour les données réelles en fonction de l'angle zénithal θ . Pour les simulations la valeur de θ reconstruite est indiquée, la barre d'erreur en abscisse correspondant à la dispersion des distributions. Le profil du rayon de courbure en fonction θ est tracé pour les données dont l'énergie est comprise entre $\pm 40\%$ de l'énergie des gerbes simulées, ce qui représente 88 entrées à $10^{18.5}$ eV et 26 entrées à 10^{19} eV.

Il est encore difficile d'apporter une confirmation sur la nature des rayons cosmiques jusqu'ici observés car nous manquons de statistique à la fois pour les gerbes simulées et pour les données réelles. Plus de statistique devrait conduire à une meilleure séparation des différents types de primaire. On peut cependant privilégier une composante hadronique jusqu'à 10^{19} eV.

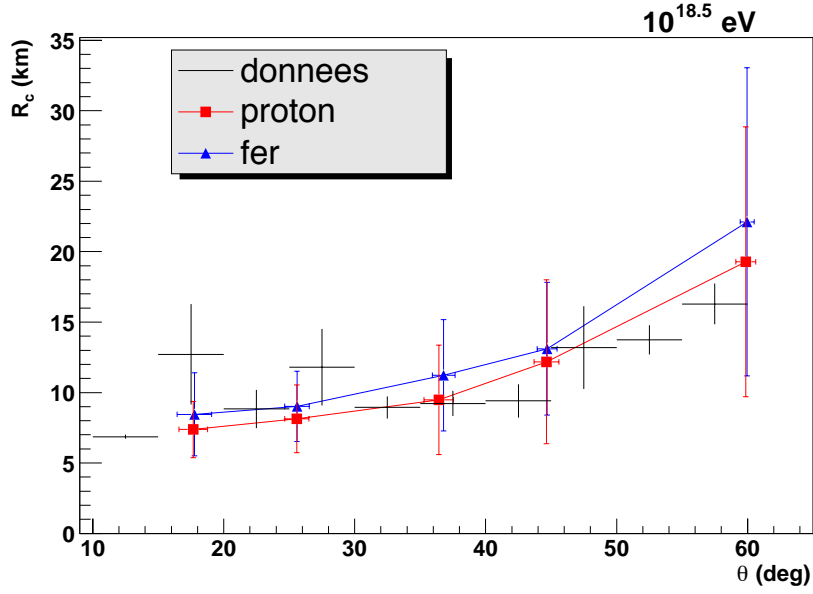


FIG. 6.3 – Rayon de courbure en fonction de l'angle zénithal θ reconstruit à $10^{18.5}$ eV. Pour les simulations nous avons pris la valeur moyenne de l'angle θ reconstruit, les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions. Pour les données les barres d'erreur correspondent à l'incertitude sur la valeur moyenne.

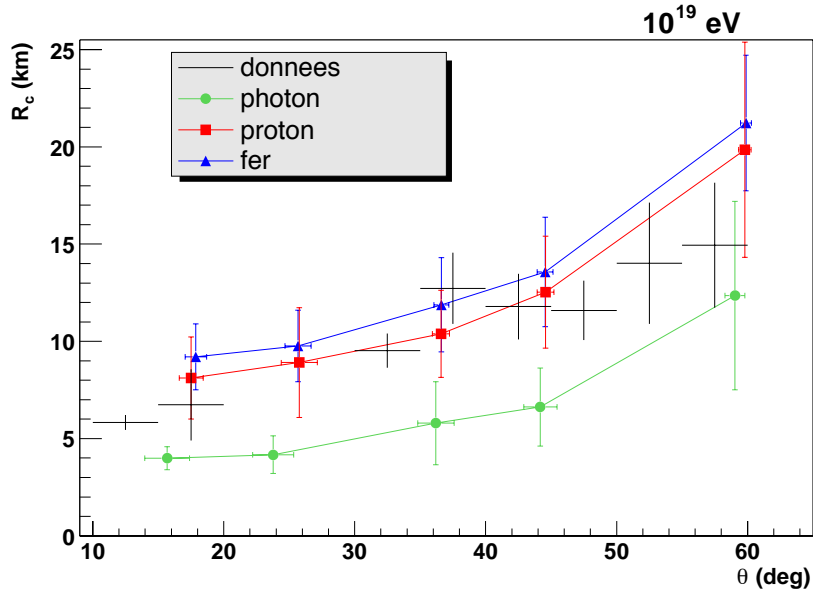


FIG. 6.4 – Rayon de courbure en fonction de l'angle zénithal θ reconstruit à 10^{19} eV.

6.3 Forme du signal

La forme plus ou moins "étalée" du signal nous renseigne indirectement sur la proportion de muons dans la gerbe. En effet, ceux-ci subissent moins de diffusion que les particules électromagnétiques et arrivent donc plus rapidement au sol. Une gerbe contenant plus de muons donnera dans les cuves un signal plus important au début de la trace en temps et il sera moins étalé.

Pour évaluer le nombre de muons dans une gerbe produite par un noyau lourd, relativement à celui dans une gerbe de proton on doit dans un premier temps prendre en compte que le nombre de muons dans une gerbe n'est pas directement proportionnel à l'énergie mais augmente comme $E^{0.85}$ [71]. On fait ensuite l'hypothèse qu'une gerbe induite par un noyau de numéro atomique A est une superposition de A gerbes d'énergie E/A , le nombre de muons dans une gerbe initiée par un tel noyau est donc : $N_\mu^A \propto A(E/A)^{0.85}$. Soit, en fonction du nombre de muons dans une gerbe de proton de même énergie : $N_\mu^A = A^{0.15} N_\mu^p$. On s'attend donc à ce qu'une gerbe de fer ($A = 56$) donne 80% de muons en plus qu'une gerbe de proton.

Le nombre de muons rapporté au nombre de composants électromagnétiques dans la gerbe devrait donc augmenter avec la masse du primaire (figure 6.5) et le signal résultant dans les cuves être plus étroit pour une gerbe de noyau lourd que pour une gerbe de proton. Quant aux gerbes dont la particule primaire est un photon, elle

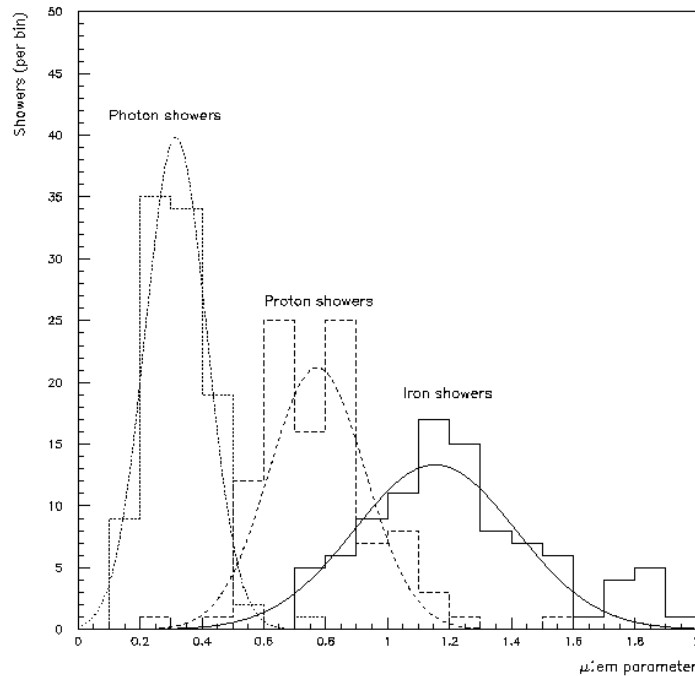


FIG. 6.5 – Rapport du nombre de muons sur le nombre de particules électromagnétiques à 30° et $5 \cdot 10^{19}$ eV (d'après [40]).

sont constituées principalement de particules électromagnétiques, le signal résultant devrait donc être plus étalé dans le temps que celui dû aux gerbes de hadrons.

La figure 6.6 représente le signal moyen obtenu dans les cuves Čerenkov, pour différents types de particules primaires, et permet d'illustrer les propos précédents. Cinq couronnes de 250 m de largeur, entre 500 et 1750 m du cœur de la gerbe ont été définies. Les traces des stations situées dans chacune de ces couronnes sont additionnées, pour les 100 gerbes simulées. La trace totale est ensuite divisée par le nombre de stations rencontrées dans chaque couronne, ce qui nous permet d'obtenir le signal moyen à une certaine distance de l'axe. Pour cette figure nous avons utilisé les gerbes en sortie du programme de simulation du détecteur (SDSim) sans utiliser les conditions de trigger ni la reconstruction.

Le signal obtenu avec des gerbes de fer est plus important au début de la trace en temps que celui obtenu avec des gerbes de proton qui est lui-même plus étroit que le signal des gerbes de photon.

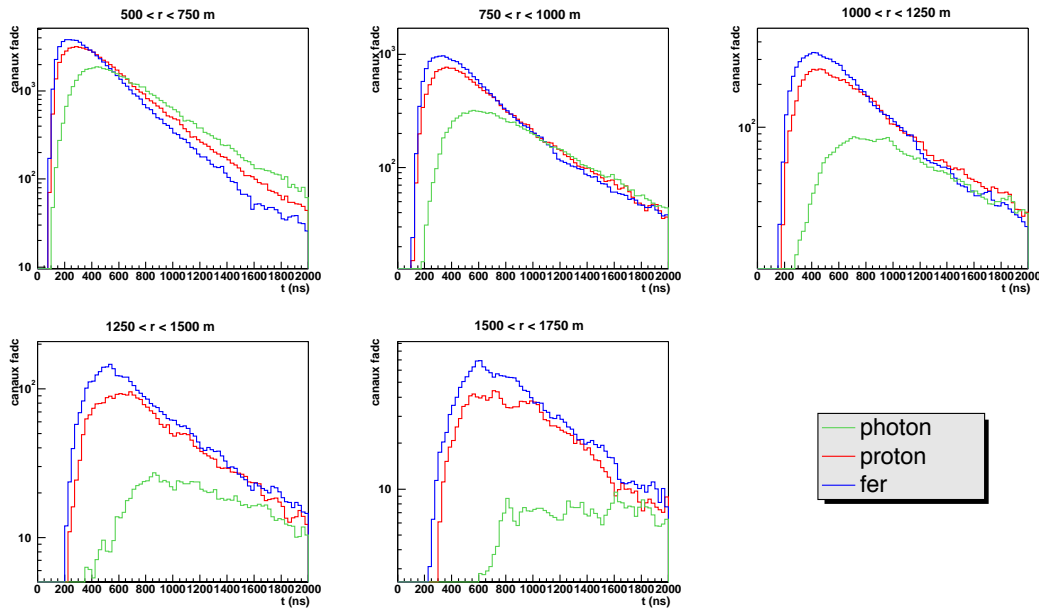


FIG. 6.6 – *Signal moyen enregistré dans les cuves dans différentes couronnes, pour 100 gerbes de photon, proton, fer à 37° et 10^{19} eV.*

Pour quantifier la forme du signal et son étalement plus ou moins important, nous calculons le temps de montée (t_{50}) et la largeur (t_{90}) de celui-ci, t_x étant le temps au bout duquel le signal intégré atteint $x\%$ de sa valeur totale.

Simulations

Les profils du temps de montée et de la largeur du signal sont présentés pour des gerbes de 37° et de différentes énergies en fonction de la distance à l'axe (figures 6.7 et 6.8). Ces données sont extraites après la reconstruction des gerbes.

Les gerbes de fer se distinguent des protons par un temps de montée et une largeur du signal plus courts et les photons se distinguent des hadrons par un signal encore plus étalé dans le temps.

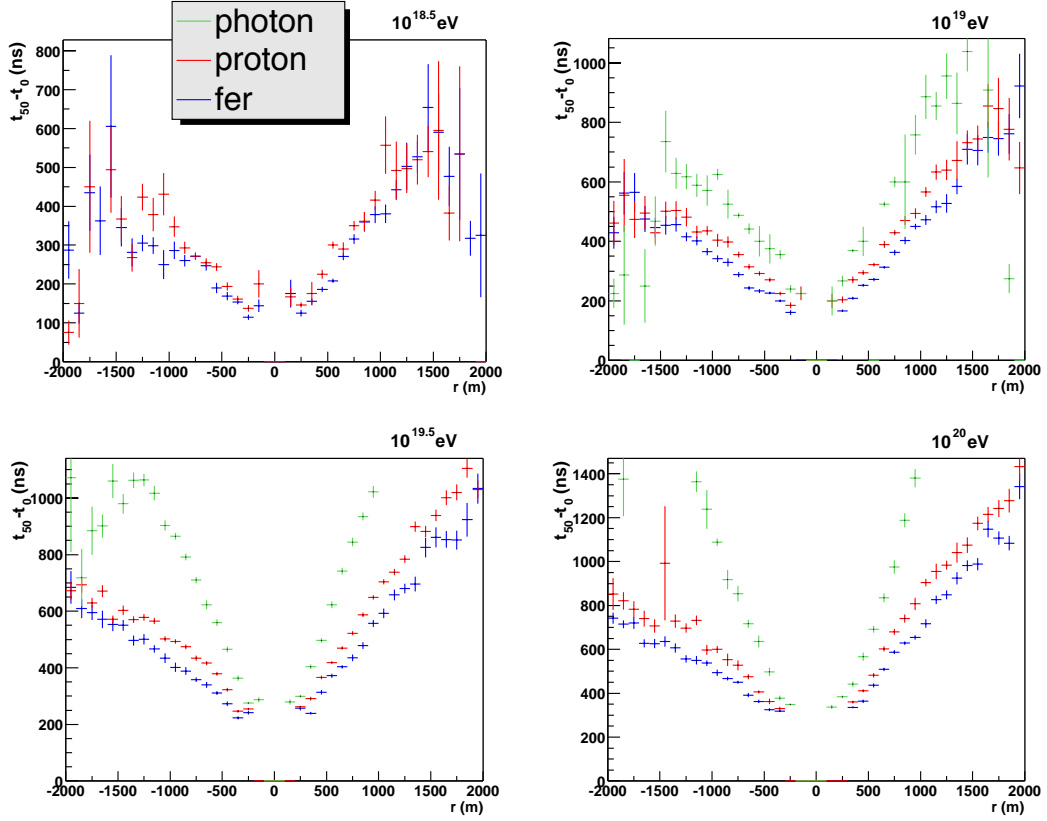


FIG. 6.7 – Temps de montée (t_{50}) en fonction de la distance à l'axe pour différents types de particules primaires à 37° et pour différentes énergies. Les distances négatives correspondent aux stations en aval de la gerbe alors que les distances positives correspondent aux stations en amont.

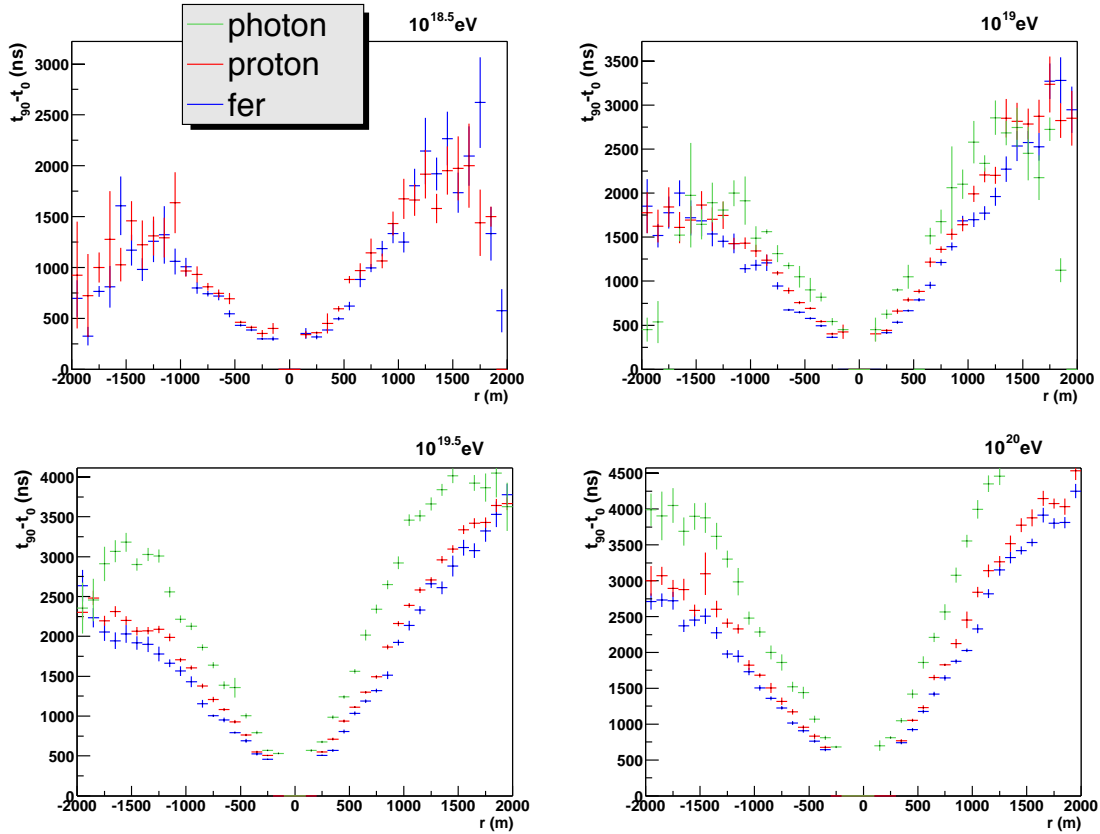


FIG. 6.8 – Largeur du signal (t_{90}) en fonction de la distance à l'axe pour différents types de particules primaires à 37° et pour différentes énergies.

Pour avoir un paramètre par gerbe nous utilisons le temps de montée et la largeur du signal calculés sur le signal moyen des stations se trouvant dans la couronne $650 < r < 1150$ m. Cette couronne permet de se situer autour de 1000 m où les fluctuations ne sont pas encore trop importantes. Elle est par ailleurs choisie suffisamment grande pour compenser les erreurs sur la reconstruction du point d'impact et pour qu'un maximum d'événements satisfasse à la condition de posséder au moins une station dans la couronne, mais pas trop grande cependant pour que les signaux dans les stations soient encore comparables.

Ces variables sont représentées figures 6.9 et 6.11 pour différents angles et en fonction de l'énergie des gerbes utilisées. Le paramètre Δ , permettant de mesurer la séparation, est également représenté (figures 6.10 et 6.12 respectivement pour t_{50} et t_{90}). La valeur de ces variables pour les photons à 18° et 10^{19} eV n'est pas donnée car seulement deux événements satisfaisaient aux conditions de reconstruction et avaient au moins une station dans la couronne définie ci-dessus.

La séparation entre les photons et les hadrons est encore assez bonne. En ce qui concerne les protons et les fers, c'est le temps de montée qui semble être le meilleur paramètre discriminant, mais la séparation entre les deux types de particules est encore faible (environ 0.3σ).

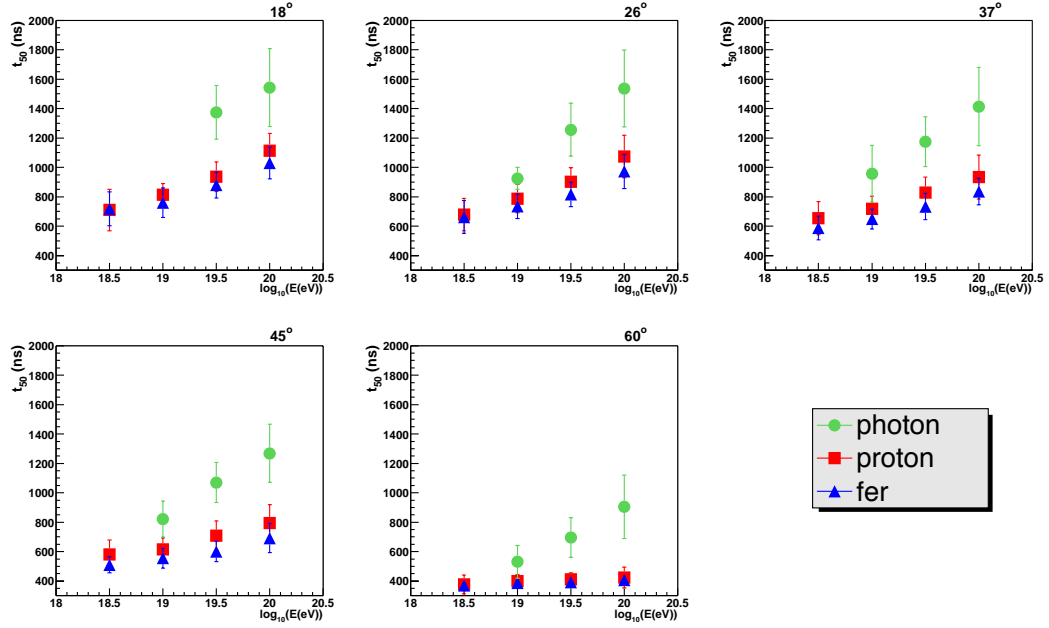


FIG. 6.9 – Temps de montée (t_{50}), dans la couronne $650 < r < 1150$ m, en fonction de l'énergie des gerbes pour différents angles et différents types de particules primaires. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

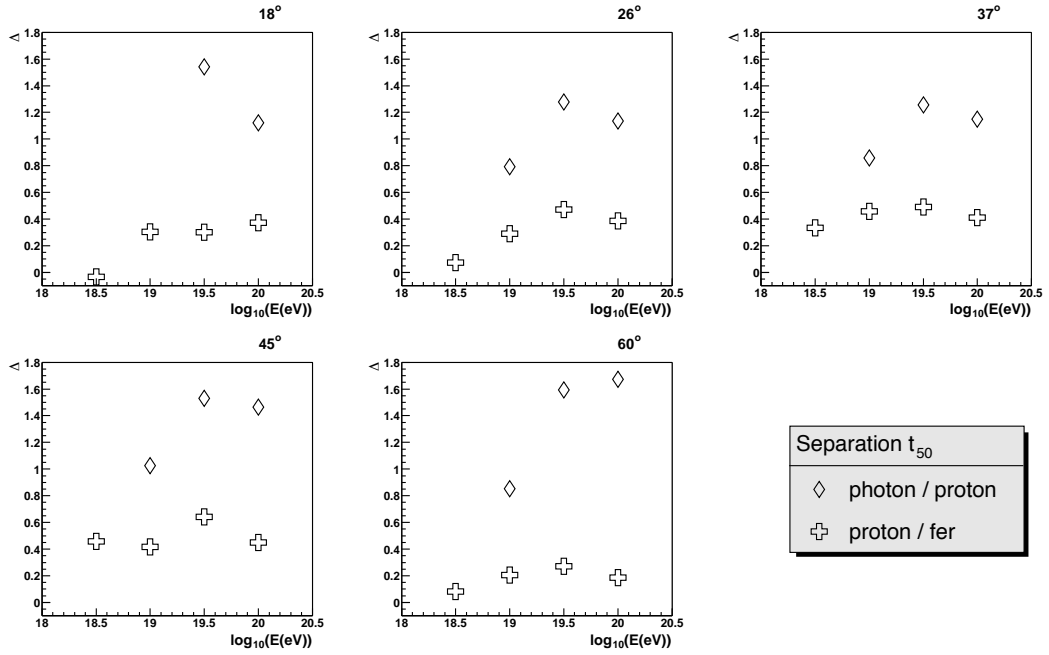


FIG. 6.10 – Séparation (Δ) entre les photons et les protons, et entre les protons et les fers, pour le temps de montée (t_{50}).

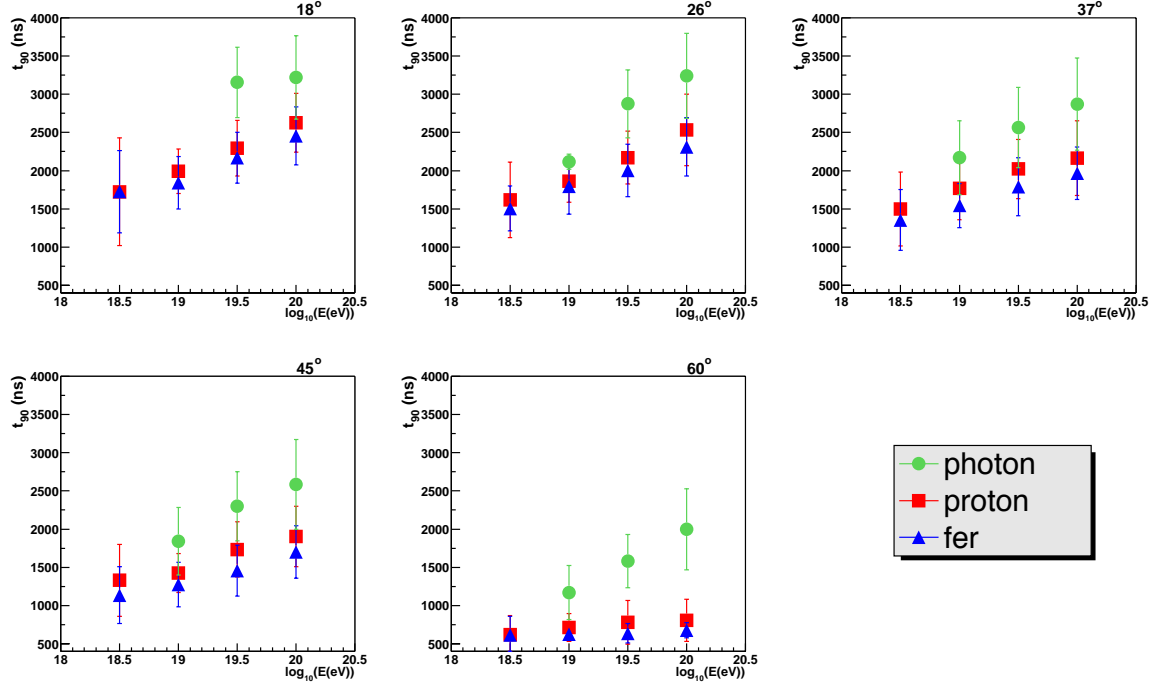


FIG. 6.11 – Largeur du signal (t_{90}), dans la couronne $650 < r < 1150$ m, en fonction de l'énergie des gerbes pour différents angles et différents types de particules primaires. Les barres d'erreur correspondent à la dispersion des distributions.

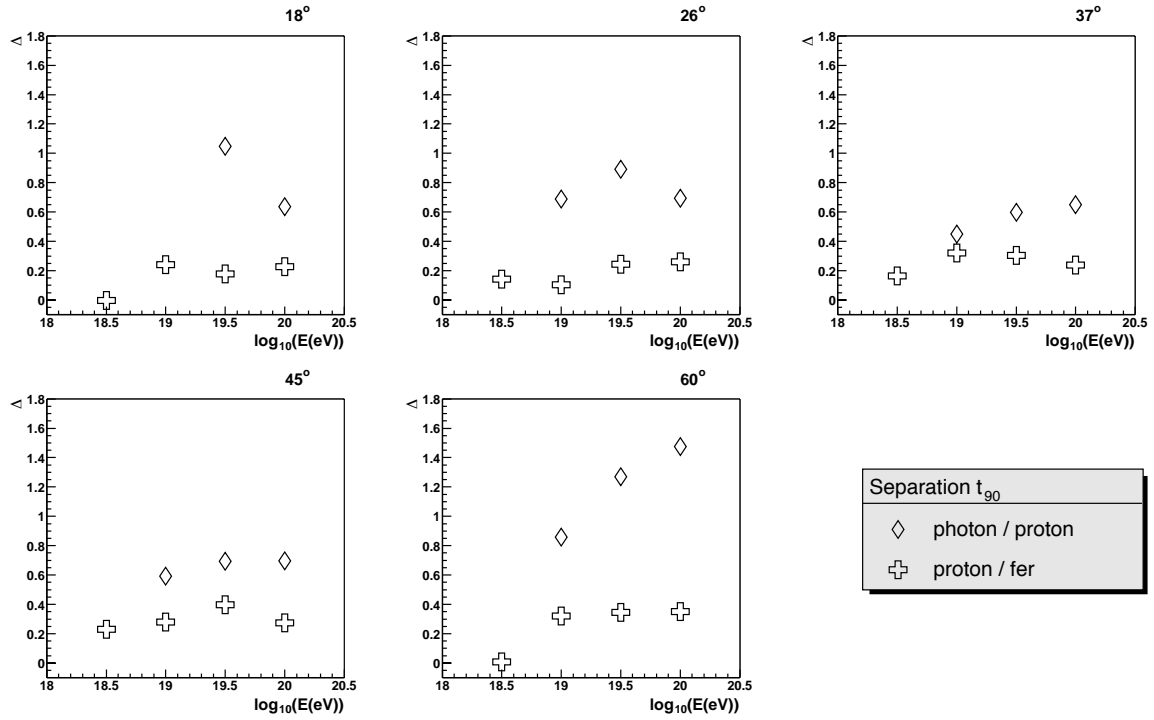


FIG. 6.12 – Paramètre Δ pour la largeur du signal (t_{90}).

Comparaison avec les données

Le temps de montée et la largeur du signal sont représentés figures 6.13 à 6.16 pour des gerbes de $10^{18.5}$ eV et de 10^{19} eV, en fonction de leur angle. Ces valeurs sont comparées avec celles obtenues dans les données. Celles-ci sont sélectionnées avec une énergie de $\pm 40\%$ de l'énergie nominale des gerbes simulées.

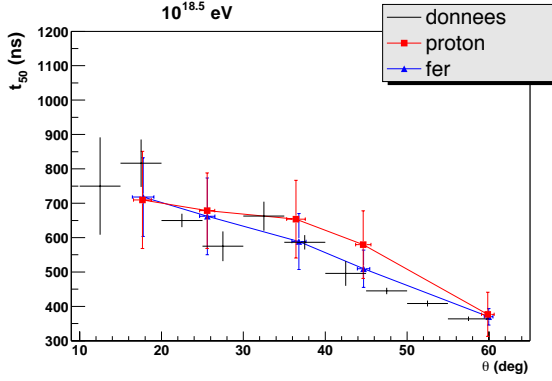


FIG. 6.13 – Temps de montée dans la couronne $650 < r < 1150$ m à $10^{18.5}$ eV en fonction de l'angle reconstruit.

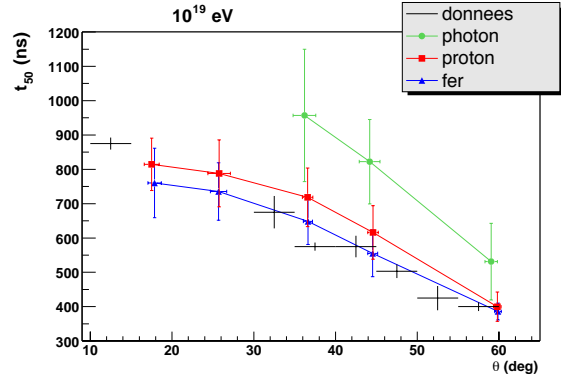


FIG. 6.14 – Temps de montée dans la couronne $650 < r < 1150$ m à 10^{19} eV en fonction de l'angle reconstruit.

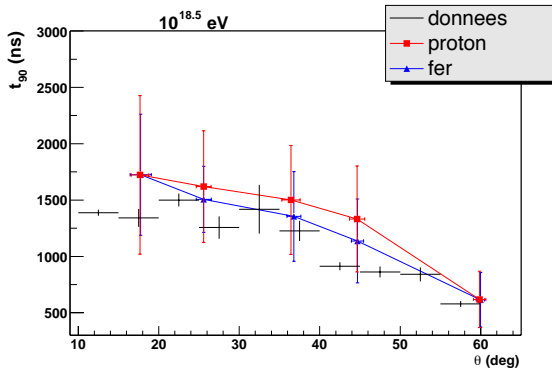


FIG. 6.15 – Largeur du signal dans la couronne $650 < r < 1150$ m à $10^{18.5}$ eV en fonction de l'angle reconstruit.

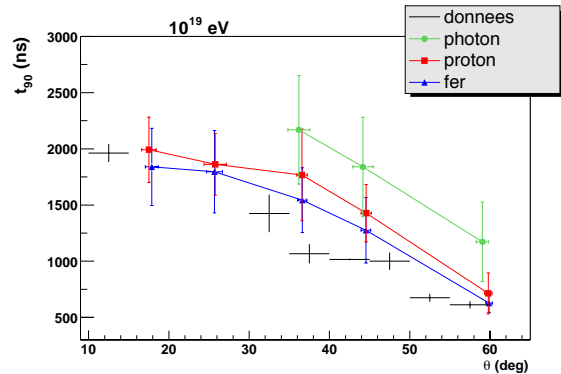


FIG. 6.16 – Largeur du signal dans la couronne $650 < r < 1150$ m à 10^{19} eV en fonction de l'angle reconstruit.

Pour ces deux paramètres, les données correspondraient à des noyaux. Le signal dans les données semble même parfois plus étroit que celui obtenu pour les gerbes de fer.

Encore une fois, le manque de statistique du réseau prototype ne permet pas d'apporter une conclusion définitive pour ce genre d'étude. Pour le moment, les données permettent seulement de privilégier la présence de hadrons par rapport aux photons.

6.4 Asymétrie

Il a été suggéré par M. Dova [72] que l'asymétrie avant / arrière des gerbes, en ce qui concerne l'étalement du signal, pouvait permettre de discriminer entre les différents types de particules primaires. Nous vérifions donc cet argument sur nos simulations en traçant le temps de montée en fonction de l'angle azimutal ϕ_g des stations dans le plan de la gerbe (une rotation d'angle φ est appliquée sur les axes X et Y , ϕ_g est l'angle azimutal dans ce repère, il vaut 0 dans la direction incidente de la gerbe). Les résultats à 10^{19} eV sont représentés figure 6.17. Les profils t_{50} vs ϕ_g sont ajustés par une fonction de la forme $A_0 \cos \phi_g + A_1$. La courbe en pointillé correspond à l'ajustement des données correspondant aux gerbes de proton décalée en t_{50} de façon à être ramenée à la courbe du fer.

On observe bien une différence d'amplitude dans l'asymétrie entre les protons et les fers, celle-ci augmentant avec l'angle zénithal. Ce paramètre, extrait à partir de l'information de plusieurs gerbes, est donc un indicateur supplémentaire pour la détermination de la particule primaire, en particulier pour les gerbes fortement inclinées. Il est à noter qu'il s'agit d'un paramètre "global" et que nous n'avons pas

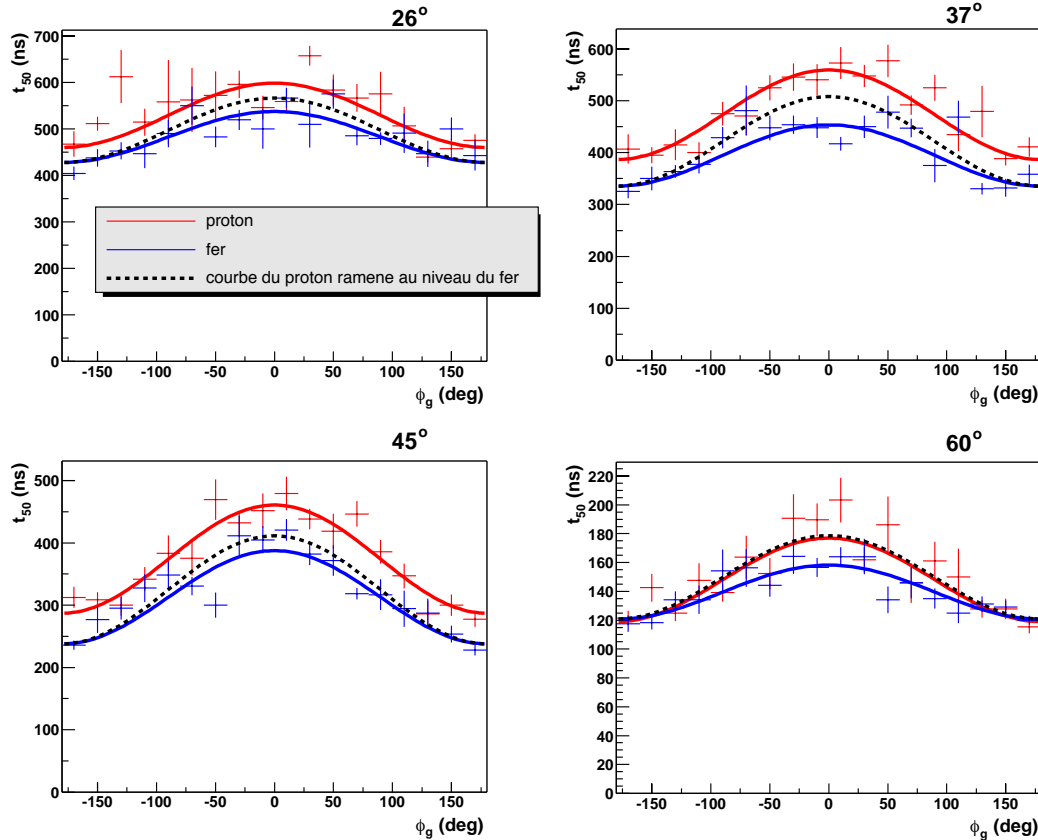


FIG. 6.17 – Temps de montée en fonction de l'angle azimutal ϕ_g dans le plan de la gerbe.

extrait une valeur indicatrice de l'asymétrie par gerbe.

Nous comparons les résultats obtenus pour l'asymétrie avec les données du réseau prototype à 45° et 10^{19} eV (figure 6.18). Les intervalles en angle et en énergie sont pris très larges pour augmenter la statistique ($36^\circ < \theta < 54^\circ$ et $E > 4 \cdot 10^{18}$ eV, ce qui représente 64 entrées). Les données sont cependant beaucoup trop dispersées, on ne peut donc pas apporter une conclusion pour ce paramètre.

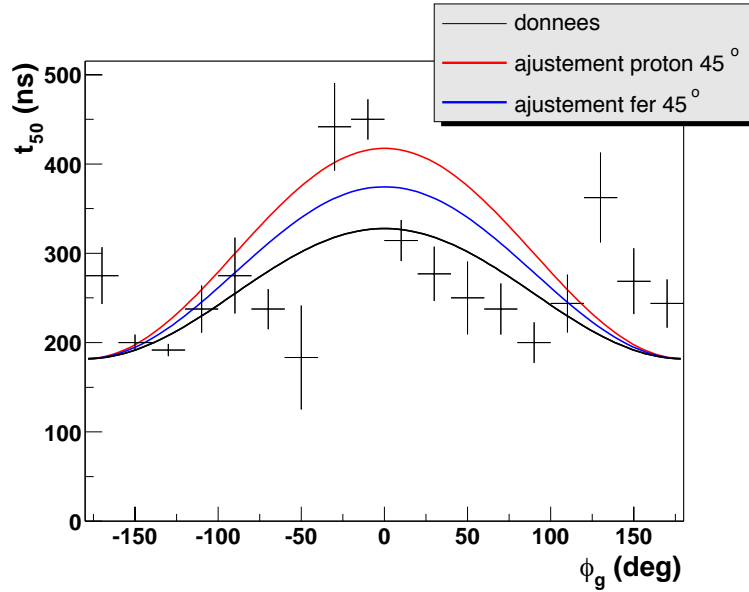


FIG. 6.18 – Asymétrie dans les données du réseau prototype. Les courbes représentent l'ajustement des gerbes de proton et de fer à 45° et 10^{19} eV.

6.5 Corrélation entre les paramètres

La corrélation entre le rayon de courbure et le temps de montée est représentée figure 6.19 pour des gerbes de photon, proton et fer à 37° et 10^{19} eV. Les deux populations photons / hadrons se distinguent bien alors que les protons et les fers restent très proches. Ces valeurs sont comparées avec les données du réseau prototype vérifiant $32^\circ < \theta < 42^\circ$ et $E > 5 \cdot 10^{18}$ eV.

Le calcul du χ^2 de ces données par rapport aux distributions des simulations nous donne pour le rayon de courbure une probabilité de 36% que ce soient des fers et 20% des protons et pour le temps de montée une probabilité de 3% que ce soient des fers et 0.1% des protons. La probabilité pour que ce soit un photon est quasiment nulle dans les deux cas.

La corrélation des deux paramètres rayon de courbure et temps de montée, favorise la présence de noyaux lourds dans les données autour de 10^{19} eV.

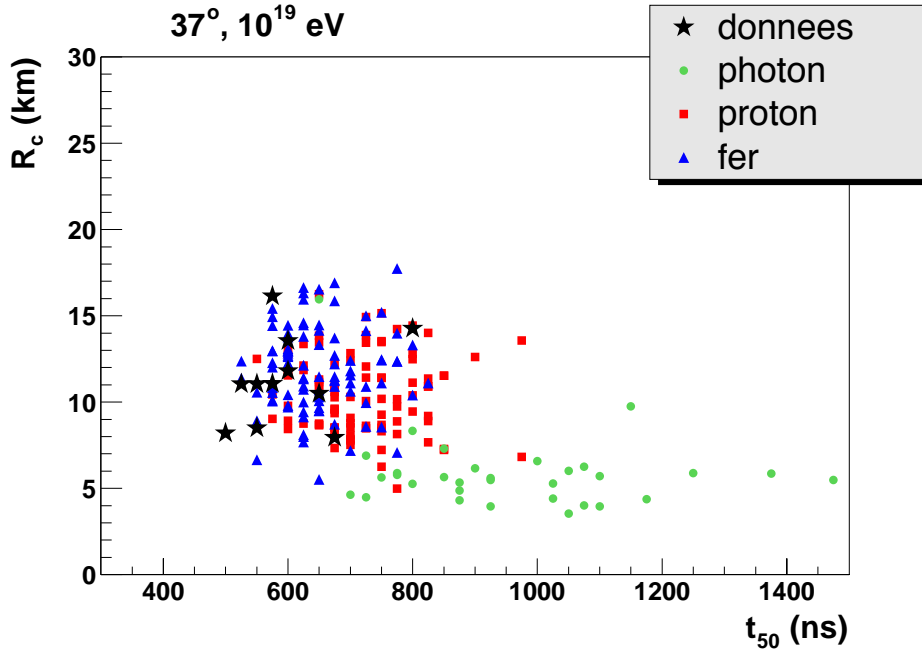


FIG. 6.19 – Corrélation entre le rayon de courbure et le temps de montée à 37° et 10^{19} eV. Deux populations se distinguent entre les photons et les hadrons. Les données ont été sélectionnées dans les intervalles $32^\circ < \theta < 42^\circ$ et $E > 5 \cdot 10^{18}$ eV.

6.6 Réseau de neurones

L'analyse de différents paramètres pour la différenciation des particules primaires peut être approfondie en utilisant un réseau de neurones artificiel. Celui-ci consiste en la connexion de plusieurs unités (ou neurones), organisées en couches. Chaque unité d'une même couche reçoit la somme des valeurs de sortie des neurones de la couche précédente pondérées par des poids et calcule sa propre valeur de sortie pour la transmettre à la couche suivante : $y_k = F_k(\sum_j \omega_{jk} y_j - \Theta_k)$, j et k étant deux couches consécutives et F la fonction d'activation dans le neurone de la couche k . Les poids entre les couches du réseau de neurones et les paramètres Θ des fonctions d'activation sont optimisés grâce à une phase d'apprentissage pendant laquelle on fournit au réseau de neurones les entrées et les sorties correspondantes. (Voir Annexe B pour une description plus détaillée des réseaux de neurones artificiels)

Nous utilisons donc un réseau de neurones artificiel contenant trois entrées : le rayon de courbure, le temps de montée (t_{50}) et la largeur (t_{90}) du signal. Pour le bon fonctionnement du réseau de neurones nous normalisons ces paramètres par une valeur arbitraire de façon à ce que les valeurs en entrée soient comprises entre 0 et 1. Comme le nombre de neurones en entrée du réseau est faible nous utilisons une seule couche cachée contenant un neurone. Enfin un neurone de sortie nous indique la nature du primaire.

Le réseau de neurones est utilisé avec des gerbes de même angle et de même énergie (ici 37° et $10^{19.5}$ eV). Dans un premier temps, nous désirons séparer les photons et les protons. La valeur nominale du neurone de sortie est fixée à 0 pour le premier type de particule et 1 pour le second. Les paramètres d'entrée et la sortie du réseau de neurones, entraîné avec 50 gerbes de photon et 50 gerbes de proton, sont représentés figures 6.20 et 6.21 (le réseau a été testé après l'apprentissage avec 41 gerbes de chaque type, différentes du lot qui a permis l'optimisation du réseau). A titre indicatif nous avons également représenté sur la figure 6.21 la réponse de ce réseau de neurones à des gerbes de fer. La séparation entre les deux types de particules est manifeste, seulement 1 événement de proton (sur 41) vient contaminer les photons et 4 gerbes de photon sont répertoriées comme des protons. Les gerbes de fers sont tout naturellement classées du côté des hadrons.

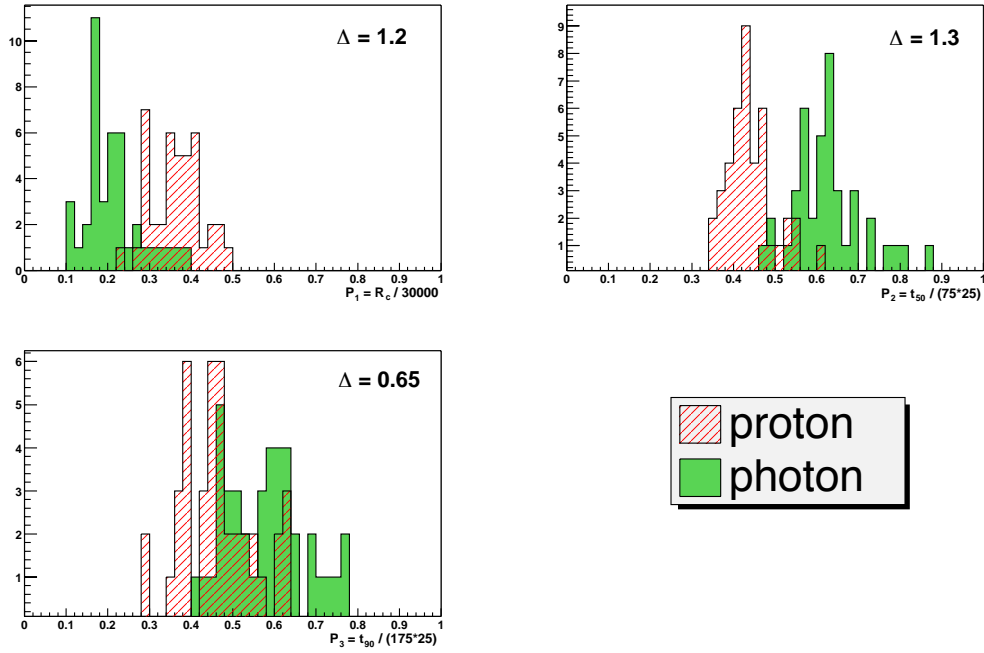


FIG. 6.20 – Valeurs soumises en entrée du réseau de neurones, pour le test, après l'apprentissage de celui-ci. Les séparations des différentes variables (paramètre Δ) sont également indiquées.

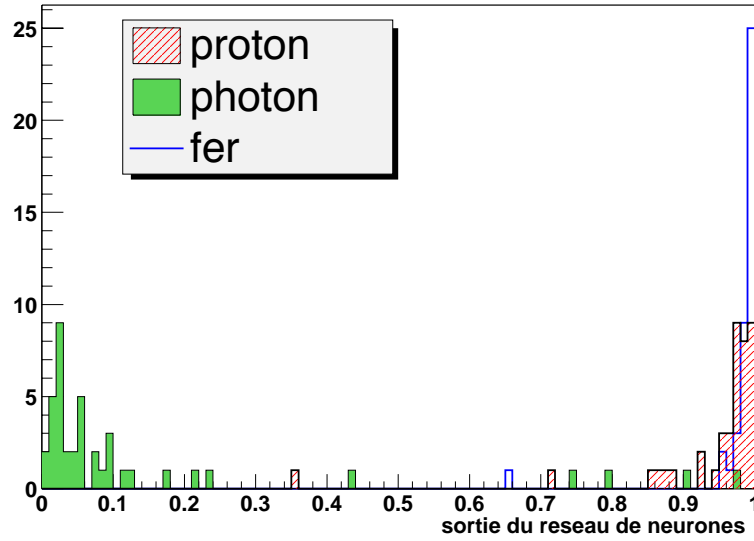


FIG. 6.21 – *Sortie du réseau de neurones artificiel entraîné avec 50 gerbes de photon et 50 gerbes de proton.*

Un autre réseau de neurones, ayant la même topologie que le précédent, est entraîné avec 50 gerbes de proton et 50 gerbes de fer et testé avec un lot de gerbes différentes. En sortie nous demandons une valeur de 1 pour les protons et 0 pour les fers. Les valeurs en entrée ainsi que le résultat sont représentés figures 6.22 et 6.23, où nous avons également fait figurer la réponse des photons à ce réseau. La séparation est ici moins nette que dans le cas précédent. Si nous faisons une coupure à 0.5, on confond 14 gerbes de fer sur 41 (34%) avec des protons et 8 événements protons (20%) sont considérés comme des fers. La séparation est en fait peu améliorée : en considérant les distributions de la sortie des réseaux de neurones nous obtenons un paramètre de séparation $\Delta \approx 0.54$, ce qui est proche de la séparation du temps de montée (t_{50} , le deuxième paramètre) que nous avons soumis en entrée. L'utilisation de plus de paramètres d'entrée et de plus de gerbes pour l'entraînement du réseau devrait permettre d'améliorer les performances de celui-ci.

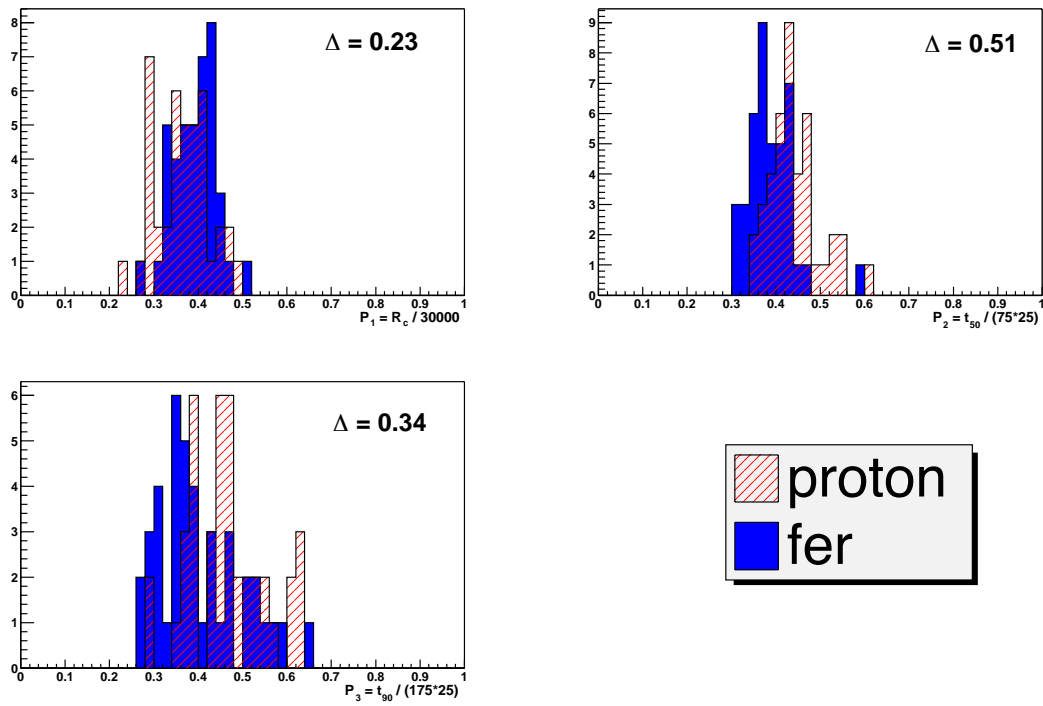


FIG. 6.22 – Valeurs soumises en entrée du réseau de neurones, pour le test, après l'apprentissage de celui-ci.

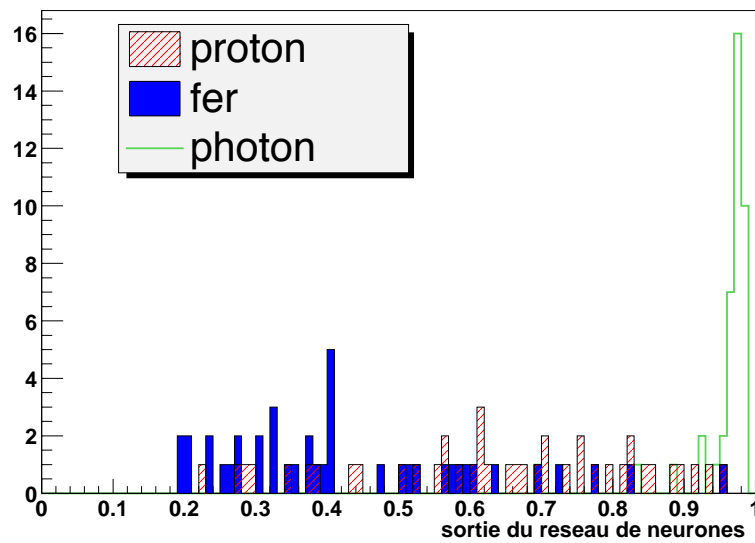


FIG. 6.23 – Sortie du réseau de neurones artificiel entraîné avec 50 gerbes de proton et 50 gerbes de fer.

6.7 Conclusion

Nous avons présenté ici trois paramètres permettant de discriminer entre différents types de particules primaires : le rayon de courbure nous indique la pénétration plus ou moins importante du rayon cosmique dans l'atmosphère avant sa première interaction, le temps de montée et la largeur du signal permettent de rendre compte de la proportion de muons dans la gerbe. Avec ces paramètres, la séparation entre des photons et des hadrons est assez bonne, en revanche, il sera plus difficile de déterminer de quel type de noyau il s'agit dans le cas où ce sont des hadrons.

Ces paramètres ont également été calculés pour les données du réseau prototype. Le manque de statistique et les énergies peu élevées ne permettent pas encore d'arriver à une conclusion sur la nature des rayons cosmiques observés. Il semble cependant que les hadrons soient favorisés par rapport à une composante photonique jusqu'à 10^{19} eV.

Enfin, l'utilisation de réseaux de neurones artificiels pour une analyse à plusieurs variables permet d'améliorer sensiblement la séparation entre les différents types de particules, en particulier entre les photons et les protons.

D'autres paramètres, qui n'ont pu être étudiés ici, devront être utilisés pour améliorer la reconnaissance des primaires. En particulier, la profondeur du maximum de la gerbe sera disponible avec les analyses hybrides.

Conclusion

De nombreux espoirs sont placés dans la nouvelle génération d'expériences de détection des rayons cosmiques à ultra haute énergie. Les théories qui tentent d'expliquer leur existence ne manquent pas mais nous avons désormais besoin des observations et d'une statistique suffisante pour les tester.

Il s'agit d'abord de déterminer avec précision la forme de la fin du spectre en énergie, ce qui permettra de confirmer ou non la présence d'événements au-delà de la coupure GZK.

Par ailleurs, la connaissance de la direction d'arrivée et de la nature des rayons cosmiques nous renseignera sur leurs modes de production possibles. Une composante hadronique provenant d'une direction privilégiée favoriserait les scénarios d'accélération, dits *bottom-up*, alors que la présence de photons et de neutrinos et une répartition isotrope dans le ciel feraient pencher la balance vers la théorie des modèles *top-down*.

L'Observatoire Pierre Auger sera le premier à pouvoir apporter des éléments de réponse. Actuellement en cours de construction, les premières analyses des gerbes atmosphériques ont pu y être menées.

A partir des événements, nous avons dans un premier temps étudié différentes constantes de calibration des détecteurs de surface.

Nous avons ensuite réalisé l'analyse de 11 mois de données enregistrées par le réseau prototype. Celui-ci, recouvrant actuellement 30 km^2 environ, détecte essentiellement des gerbes autour de $5 \cdot 10^{18} \text{ eV}$, n'atteignant pas encore la coupure GZK. Par ailleurs, aucune direction d'arrivée privilégiée n'a encore été mise en évidence à ces énergies. La construction de l'Observatoire se poursuit et 200 stations de surface supplémentaires et 4 télescopes à fluorescence devraient être mis en fonctionnement d'ici la fin de l'année 2003, ce qui permettra d'étendre ces études avec plus de statistique.

Une analyse Monte Carlo a également été réalisée afin d'extraire des paramètres, parmi les observables des gerbes atmosphériques au sol, permettant de remonter à la nature de la particule primaire. Leur utilisation corrélée devrait conduire à une bonne identification, même si la séparation entre les gerbes de proton et de fer reste encore difficile. La distinction entre les photons et les hadrons est cependant assez nette. La comparaison de ces paramètres avec les données du réseau prototype favorise une composante hadronique jusqu'à 10^{19} eV .

Bien sûr, les travaux abordés dans cette thèse sont loin d'être terminés. Les ré-

sultats présentés ici sont tout à fait préliminaires et même si une grande partie des outils d'analyse sont mis en place ils devront évoluer en même temps que le détecteur et être sans cesse soumis à la comparaison avec des analyses similaires.

Enfin, une étude hybride des différentes caractéristiques des gerbes est nécessaire. Elle permettra non seulement d'inter-calibrer les deux types de détecteurs mais également de contraindre les modèles de simulation des gerbes atmosphériques.

Annexe A

Mécanismes de Fermi

Les mécanismes de Fermi, intervenant dans divers objets astrophysiques, sont actuellement les principaux moyens envisagés pour accélérer des particules cosmiques à des énergies très élevées.

D'abord établie en 1949 la théorie de Fermi fut revue en 1970 pour laisser place à un mécanisme plus efficace. Cette méthode d'accélération a, par ailleurs, l'avantage de produire un spectre en loi de puissance.

A.1 Accélération de Fermi du deuxième ordre

Ce modèle d'accélération fut proposé par Fermi en 1949 [73]. Il suppose la diffusion de particules sur les irrégularités d'un champ magnétique, à l'intérieur de nuages de particules ionisées en mouvement. On considère donc une particule entrant dans un

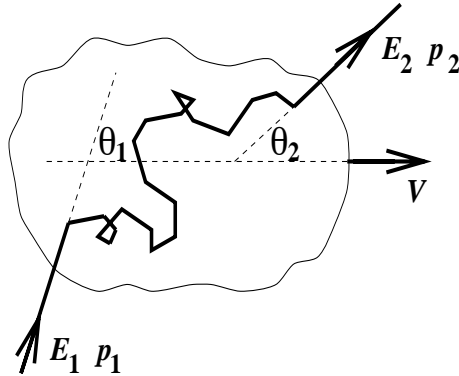


FIG. A.1 – *Intéraction d'un rayon cosmique avec un nuage magnétisé.*

nuage magnétisé avec une énergie E_1 et une quantité de mouvement \vec{p}_1 faisant un angle θ_1 avec la vitesse \vec{V} du nuage. Après diffusion à l'intérieur du nuage, la particule en ressort avec l'énergie E_2 et la quantité de mouvement \vec{p}_2 faisant un angle θ_2 avec la direction du nuage. (Figure A.1)

Dans le référentiel du nuage, l'énergie de la particule ne change pas : il y a de multiples diffusions élastiques entre le rayon cosmique et le nuage, qui est beaucoup plus lourd que la particule. D'autre part, la trajectoire de la particule est rendue aléatoire par les diffusions, et celle-ci émerge du nuage dans n'importe quelle direction.

L'énergie de la particule incidente, exprimée dans le référentiel du nuage, est :

$$E'_1 = \gamma (E_1 - \beta p_1 \cos \theta_1) \approx \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1)$$

Dans le référentiel du laboratoire, où le nuage se déplace à la vitesse \vec{V} , l'énergie de la particule sortante est :

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2)$$

Comme $E'_1 = E'_2$

$$E_2 = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2)$$

On obtient la variation relative d'énergie :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E_2 - E_1}{E_1} = \frac{E_2}{E_1} - 1$$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta \cos \theta_1 + \beta \cos \theta'_2 - \beta^2 \cos \theta_1 \cos \theta'_2}{1 - \beta^2} - 1$$

La direction de la particule à la sortie du nuage est rendue aléatoire par les diffusions, donc

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$$

La valeur moyenne de $\cos \theta_1$ dépend du taux de collisions des rayons cosmiques avec les nuages magnétisés à différents angles. Ce taux de collisions est fonction de la vitesse relative entre la particule et le nuage. La probabilité P , par unité d'angle solide, qu'une particule entre dans un nuage avec un angle θ_1 est donc proportionnelle à $(v - V \cos \theta_1)$. Soit pour une particule relativiste ($v = c$) :

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto 1 - \beta \cos \theta_1$$

On obtient alors :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \int_0^\pi \cos \theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 / \int_0^\pi \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1 = -\frac{\beta}{3}$$

La valeur moyenne de la variation d'énergie s'exprime alors :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{1 + \beta^2/3}{1 + \beta^2} - 1$$

et si $\beta \ll 1$

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4}{3} \beta^2$$

L'énergie gagnée par unité de temps est donc :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3}\beta^2 N_{coll} E = \alpha E$$

où N_{coll} est le nombre de collisions par seconde. Ceci représente donc une croissance exponentielle de l'énergie de la particule.

Supposons maintenant que la particule reste dans la région accélératrice pendant un temps caractéristique τ . L'équation de diffusion s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = D\nabla^2 N + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] - \frac{N}{\tau} + Q(E)$$

$D\nabla^2 N$ est le terme de diffusion.

$b(E) = -dE/dt = -\alpha E$ est le terme de perte d'énergie.

N/τ est le taux d'échappement des particules.

$Q(E)$ est le taux d'injection des particules.

On s'intéresse à la solution stationnaire, $dN/dt = 0$, et dans l'hypothèse où il n'y a pas de diffusion, $D\nabla^2 N = 0$, et pas de source, $Q(E) = 0$, on obtient :

$$N(E) = cst \times E^{(1+1/\alpha\tau)}$$

Le spectre obtenu est une loi de puissance, conforme aux observations.

Ce modèle pose cependant quelques problèmes : la vitesse des nuages dans la galaxie est très faible comparée à la vitesse de la lumière, β est de l'ordre de 10^{-4} . Le gain d'énergie, proportionnel à β^2 , est donc très faible. D'autre part, le libre parcours moyen d'un rayon cosmique entre les nuages est de l'ordre de 1pc, il mettrait donc plusieurs années pour aller d'un nuage à un autre. Une particule a donc peu de chance d'obtenir une accélération suffisante par ce mécanisme.

De plus, nous n'avons pas encore pris en compte la perte d'énergie de la particule lors de son déplacement. Enfin, rien dans cette théorie ne permet de déterminer la valeur de l'exposant de la loi de puissance.

A.2 Accélération de Fermi du premier ordre

La théorie de Fermi fut modifiée dans les années 1970 (Axford 1977 [74], Bell 1978 [75], Blandford et Ostriker 1978 [76]) pour laisser place à une technique d'accélération plus performante, ayant lieu au niveau des ondes de chocs de supernovae, ou plus généralement, dans des chocs forts (lobes de radio-galaxies, noyaux actifs de galaxies (AGN), ...).

Lors de l'explosion de supernovae une discontinuité est créée entre le milieu inter-stellaire et le milieu d'où provient l'explosion. Le plan d'onde de choc, marquant la

discontinuité entre les deux milieux se déplace à une vitesse supersonique, ce qui nous permet de parler de "choc fort". Par commodité, on nommera désormais "choc" cette région de discontinuité.

Des inhomogénéités magnétiques sont créées de chaque côté du choc : dans le milieu interstellaire c'est le choc qui produit les ondes magnétiques et dans le milieu du choc ce sont les particules elles-mêmes. Ces inhomogénéités peuvent être considérées comme les nuages magnétisés de la première théorie de Fermi.

Une particule va donc passer d'un côté à l'autre du choc, qui se déplace à la vitesse \vec{V}_c , en diffusant sur les inhomogénéités magnétiques en amont et en aval de celui-ci. Le phénomène peut être analysé dans trois référentiels différents (voir figure A.2). Dans le référentiel du gaz aval, les vitesses des gaz amont et aval sont notées respectivement \vec{v}_1 et \vec{v}_2 . Dans le référentiel du choc, les vitesses sont notées \vec{u}_1 et \vec{u}_2 . Dans le référentiel du gaz amont, les vitesses sont notées \vec{v}_1 et \vec{v}_2 .

Réf. gaz aval		Réf. choc		Réf. gaz amont	
aval	amont	aval	amont	aval	amont
	←	←	←	→	
	←	←	←	→	
	←	←	←	→	
$\vec{v}_2 = \vec{0}$		$\vec{u}_2 = -\vec{V}_c/r$	$\vec{u}_1 = -\vec{V}_c$		$\vec{v}_1 = \vec{0}$
	$\vec{v}_1 = \vec{v}_1 - \vec{v}_2 = -\vec{v}_2$		$\vec{v}_2 = \vec{u}_2 + \vec{V}_c$		
	$\vec{v}_1 = -\vec{V}_c(1 - 1/r)$		$\vec{v}_2 = \vec{V}_c(1 - 1/r)$		

FIG. A.2 – Expression des vitesses dans les différents référentiels.

Que la particule soit en amont ou en aval du choc, elle voit toujours arriver sur elle un mur allant à la vitesse $V = (1 - 1/r)V_c$, r étant le rapport de compression défini par : $r = u_1/u_2 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$. Dans le cas d'un gaz monoatomique (ce qui est le cas quand l'explosion a ionisé le gaz environnant) $\gamma = 5/3$ et r vaut 4, dans le cas d'un gaz relativiste $\gamma = 4/3$ et r vaut 7. Le rayon cosmique subit donc toujours un choc frontal, et il y a donc toujours gain d'énergie.

Du fait des irrégularités magnétiques, la répartition des particules est isotrope de chaque côté du choc. En aval, la probabilité, par unité d'angle solide, qu'une particule passe de l'autre côté du choc est proportionnelle à la composante de la vitesse de cette particule selon la direction du choc :

$$\frac{dP}{d\Omega'_2} \propto v_x = v \cos \theta'_2$$

On a donc :

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos \theta'_2 \frac{dP}{d\Omega'_2}}{\int_0^{\pi/2} \frac{dP}{d\Omega'_2}} = \frac{\int_0^{\pi/2} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta} = \frac{2}{3}$$

De même, si on considère les particules passant d'amont en aval du choc :

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta} = -\frac{2}{3}$$

Ce qui donne :

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4}{3} \beta$$

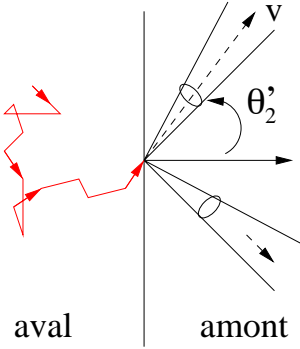


FIG. A.3 – Passage d'une particule d'aval en amont du choc.

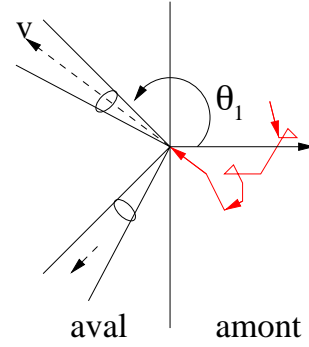


FIG. A.4 – Passage d'une particule d'amont en aval du choc.

Le gain d'énergie est donc directement proportionnel à la vitesse du choc, ce qui est beaucoup plus efficace que dans le cas précédent. Ceci résulte du fait que la particule ne subit que des chocs frontaux.

A chaque traversée du choc, le gain d'énergie est proportionnel à l'énergie de la particule : $\Delta E = \xi E$. Après la n^{eme} traversée, l'énergie de la particule vaut :

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n$$

où E_0 est l'énergie de la particule au moment de son entrée dans le site accélérateur. Or, la particule a une probabilité P de s'échapper et de ne plus rencontrer le choc. La probabilité qu'elle a de continuer le cycle est $Q = 1 - P$. Le nombre de particules après n cycles est donc $N = N_0 Q^n$. On a alors :

$$\ln \left(\frac{N}{N_0} \right) = n \ln Q \quad \text{et} \quad \ln \left(\frac{E}{E_0} \right) = n \ln(1 + \xi)$$

Il vient alors :

$$N = N_0 (E/E_0)^{-y} \quad \text{avec} \quad y = -\frac{\ln Q}{\ln(1 + \xi)}$$

$$N(E)dE \propto E^{-x}dE \quad x = 1 + y = 1 - \ln Q / \ln(1 + \xi) \quad (\text{A.1})$$

Déterminons la probabilité P qu'une particule s'échappe. On se place pour cela dans le référentiel du choc. En aval, le taux de rayons cosmiques qui ne retraversent pas le choc est donné par :

$$R_{perdu} = \frac{n_{rc}V_c}{r}$$

où une densité n_{rc} de rayons cosmiques se déplacent dans un milieu allant à la vitesse V_c/r .

En amont du choc, les particules se déplacent à la vitesse \vec{v} faisant un angle θ avec la normale par rapport au choc. Dans le référentiel du choc, la particule approche celui-ci à la vitesse $V_c + v \cos \theta$. Pour traverser le choc, cette vitesse doit être positive, et donc $\cos \theta > -V_c/v$. En considérant que les rayons cosmiques sont isotropes, le taux avec lequel ils traversent le choc est :

$$R_{traversee} = n_{rc} \frac{1}{4\pi} \int_{-V_c/v}^1 (V_c + v \cos \theta) 2\pi d(\cos \theta) = n_{rc} v / 4$$

La probabilité qu'a une particule de traverser le choc et de s'échapper en aval est le rapport des deux taux précédents :

$$P = \frac{R_{perdu}}{R_{traversee}} = 4V_c r v = 4u_2 c$$

En supposant $V_c \ll c$ et $v \sim c$.

On peut alors en déduire la valeur de l'exposant de la loi de puissance (A.1) :

$$x = 1 - \frac{\ln(1 - 4u_2/c)}{1 + 4/3\beta}$$

avec $u_2 \ll c$ et $\beta \ll 1$

$$x \approx 1 + \frac{4u_2/c}{4/3\beta} \approx \frac{r+2}{r-1} = 2$$

On obtient donc une loi de puissance d'exposant 2. Le fait que le spectre soit plus pentu peut être expliqué par le confinement des particules dans la galaxie qui devient d'autant plus difficile que l'énergie des particules augmente. Si on suppose en effet que la probabilité de confinement d'une particule dans la galaxie est en $E^{-0.7}$ alors on retrouve le spectre observé [77].

Nous cherchons maintenant à déterminer l'énergie que peut gagner une particule lors d'un tel processus. Le temps d'un cycle amont-aval-amont est donné par :

$$T_{cycle} \approx \frac{4}{c} \left(\frac{D}{u_1} + \frac{D}{u_2} \right)$$

où D est le coefficient de diffusion, supposé le même dans les régions amont et aval. Dans le cas d'un choc parallèle (la normale au choc est parallèle au champ

magnétique : $\vec{B} \parallel \vec{u}_1$) le coefficient de diffusion est η fois le coefficient de diffusion minimal, dit coefficient de Bohm :

$$D_{\parallel} = \eta \frac{1}{3} r_g c$$

où r_g est le rayon de gyration, $r_g = p/(qB) = (E/c)/(eB)$, et $\eta > 1$. Pour un choc de vitesse $u_1 = 0.1 c$ et $\eta = 10$ on obtient un taux d'accélération :

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{acc} = \frac{\Delta E}{T_{cycle}} \approx 1.5 \cdot 10^{-4} e c^2 B \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas d'un choc perpendiculaire, on a $D_{\perp} = D_{\parallel}/(1 + \eta^2)$ et

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{acc} \approx 0.04 e c^2 B \quad (\text{A.3})$$

Annexe B

Les réseaux de neurones artificiels

B.1 Introduction

Les premières études des réseaux de neurones datent des années 1940. Ils ont alors été développés dans le but de comprendre le fonctionnement du cerveau humain et de mettre au point un nouvel outil capable d'accomplir des tâches complexes. [78] Le fonctionnement des réseaux de neurones artificiels est donc basé sur celui des neurones humains, n'en rendant toutefois qu'une vision très simplifiée.

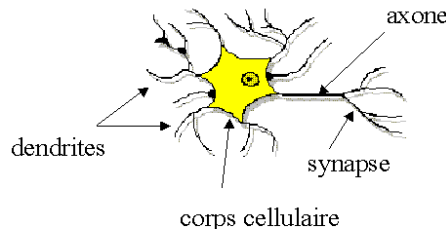


FIG. B.1 – *Modèle simplifié d'un neurone biologique.*

La cellule neuronale est constituée, comme toute cellule, d'un noyau. Elle possède également des dendrites par lesquelles le neurone reçoit le message électrique provenant des autres neurones. Si la somme des différents signaux reçus par le neurone, durant un certain laps de temps, est supérieure à un certain seuil, celui-ci devient actif et transmet à son tour le signal par l'intermédiaire de son axone. La jonction entre cet axone et les dendrites des neurones suivants se fait au moyen d'une synapse. La transmission du signal n'est pas direct, mais intervient par l'échange de substances chimiques appelées neuro-transmetteurs. Ce sont des molécules complexes émises par l'extrémité de l'axone à l'arrivée de l'influx nerveux et détectées par des neuro-récepteurs présents sur les dendrites. Il apparaît qu'une synapse à travers laquelle peu de signaux passent a tendance à devenir moins efficace avec le temps (la capacité d'émission des neuro-transmetteurs diminue), alors qu'une synapse très sollicitée devient de plus en plus efficace et la connexion axone-dendrite est renforcée.

Cette interprétation du mécanisme d'apprentissage par la disparition ou le renforcement des connexions entre neurones est connue sous le nom de "règle de Hebb". Les connexions entre neurones ne sont donc pas neutres, mais possèdent une efficacité de transmission du signal. (figure B.1)

Le premier modèle de neurone formel fut proposé par Mc Culloch et Pitts en 1943 (figure B.2) [79]. Ce neurone très simplifié prend la valeur 1 s'il est actif, c'est-à-dire si la somme de ses entrées est supérieure à un certain seuil, ou la valeur 0 s'il est inactif. L'interconnection de ces unités simples devait permettre de résoudre des problèmes complexes.

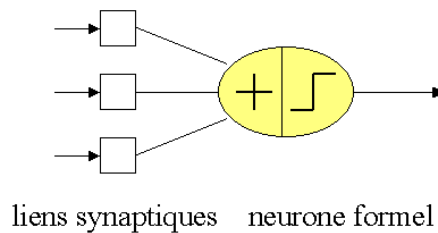


FIG. B.2 – *Le neurone formel de Mc Culloch et Pitts.*

En 1960, Rosenblatt [80] et Widrow [81] proposent indépendamment deux modèles de réseaux à deux couches, le Perceptron et l'Adaline, respectivement, basés sur les travaux de Mc Culloch et Pitts. Ces modèles se révèlent capables de résoudre un certain nombre de problèmes. Mais, la mise en évidence de leurs limites de calcul, en 1969, fit s'estomper durant quelques années l'intérêt pour les réseaux de neurones. En 1980, on vit cependant apparaître de nouvelles techniques, en particulier de nouvelles méthodes d'apprentissage, qui ont permis d'utiliser des réseaux avec des couches cachées et de résoudre ainsi des problèmes beaucoup plus complexes qu'avec un simple réseau à deux couches.

Les réseaux de neurones ont connu depuis lors un essor considérable, ils sont aujourd'hui des outils puissants d'analyse et d'interprétation des données. Capables de s'adapter automatiquement, ils trouvent à s'appliquer dans un grand nombre de domaines, de la médecine à la gestion de consommation d'électricité, ou encore en physique des particules. Dans le domaine de la classification et de la reconnaissance des formes, par exemple, les performances des réseaux de neurones rivalisent, et bien souvent dépassent, celles des techniques plus classiques (voir par exemple [82]).

B.2 Principe

Il existe aujourd'hui un grand nombre de théories, d'architectures et de mécanismes concernant les réseaux de neurones. Nous ne nous sommes intéressés ici qu'au type de réseaux le plus couramment utilisé, mais aussi le plus simple : le perceptron

multi-couches. Son architecture est représentée figure B.3.

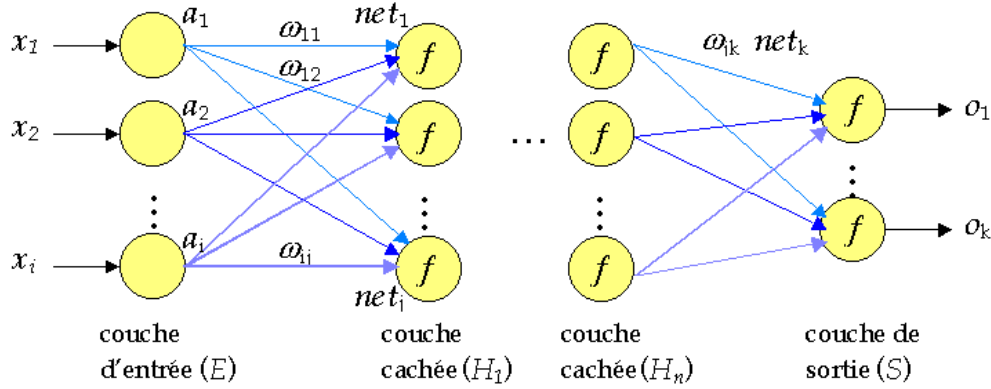


FIG. B.3 – Architecture du perceptron multi-couches.

On peut y distinguer trois différents types de couches :

- la couche d'entrée : elle reçoit les informations de l'extérieur sous forme d'un vecteur appelé patron d'entrée,
- la couche de sortie : elle transmet les résultats du réseau sous forme d'un vecteur appelé patron de sortie,
- la, ou les, couche(s) cachée(s) : ces couches n'ont aucun lien avec l'extérieur, les neurones de ces couches permettent uniquement de traiter les données provenant des neurones des couches précédentes. Le réseau peut en comporter plusieurs, généralement une à deux.

Dans ce type de réseau, les liaisons entre neurones se font d'une couche à la couche suivante uniquement, et aucune liaison n'est permise entre les neurones d'une même couche.

Le calcul de l'activation dans le réseau s'effectue en propageant l'activation initiale de la couche d'entrée jusqu'à la couche de sortie. Les neurones d'entrée répètent passivement le vecteur qui leur est présenté, la valeur de ces neurones, a_i , est donc égale au vecteur d'entrée, x_i : $a_i = x_i$, $i \in E$; où E représente l'ensemble des indices des neurones d'entrée.

L'entrée des neurones de la couche suivante, net_j , est alors la somme de ces valeurs pondérées par les poids synaptiques des liens correspondants :

$$net_j = \sum_{i \in E} \omega_{ij} a_i \quad j \in H_1$$

H_1 étant l'ensemble des indices de la première couche cachée.

Dans chaque neurone on applique une fonction non linéaire, dépendant d'un certain seuil Θ . En général c'est la fonction sigmoïde classique (figure B.4) qui est utilisée :

$$f = \frac{1}{1 + e^{-x}}$$

ou la fonction tangente hyperbolique (figure B.5), dont les valeurs sont comprises entre -1 et 1 :

$$f = \tanh(x)$$

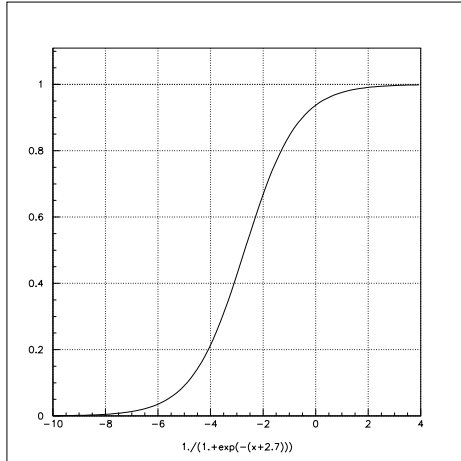


FIG. B.4 – *Fonction sigmoïde.*

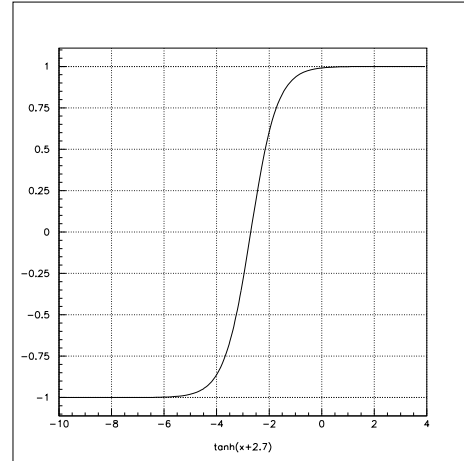


FIG. B.5 – *Fonction tanh.*

L'activation de chaque neurone de la couche cachée est égale à la valeur de cette fonction lorsque $x = net_j - \Theta_j$. La somme de ces valeurs pondérées par les poids synaptiques donne, de même que précédemment, les valeurs des entrées de la couche suivante.

On répète cet algorithme pour chaque couche cachée du réseau, ainsi que pour la couche de sortie. L'activation des neurones de sortie représente la réponse du neurone au stimulus d'entrée x_i , $i \in E$.

B.3 La méthode d'apprentissage

Ce type de réseau doit être soumis à un apprentissage dit supervisé, c'est-à-dire qu'on dispose d'un comportement de référence (la réponse du réseau à un stimulus d'entrée donné est connue) vers lequel on va tenter de faire converger le réseau. Là encore les méthodes d'apprentissage sont nombreuses et ne peuvent être toutes étudiées ici, on se limite donc à utiliser la méthode la plus répandue : la méthode de rétropropagation de l'erreur.

L'apprentissage se déroule en quatre étapes :

Dans un premier temps, les poids sont initialisés (les poids désignant ici l'ensemble des paramètres du réseau, c'est-à-dire les poids synaptiques et les seuils des fonctions d'activation); en général, on utilise des valeurs aléatoires, typiquement comprises entre -1 et 1 .

Un patron (ou pattern) d'entrée est ensuite présenté au réseau, et le patron de sortie correspondant calculé.

Une fonction erreur dépendant de la différence entre l'activation des neurones de sortie, a_k , et la référence, t_k est calculée. La fonction généralement utilisée est la fonction erreur quadratique :

$$E = \frac{1}{2} \sum_{k \in S} (t_k - a_k)^2 \quad (\text{B.1})$$

S étant l'ensemble des indices de la couche de sortie.

On applique ensuite la méthode de descente du gradient, les poids sont ajustés pour que E soit minimale. La correction à apporter aux poids est donnée par :

$$\Delta \omega_{ij} = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega_{ij}} = \eta \text{err}_j a_i$$

$$\Delta \Theta_{ij} = -\eta \frac{\partial E}{\partial \Theta_{ij}} = \eta \text{err}_j$$

où η est le pas d'apprentissage, et err_j vaut pour les neurones de sortie :

$$\text{err}_j = (t_j - a_j) f'(net_j - \Theta_j)$$

Les erreurs des neurones d'une couche cachée dépendent des erreurs de la couche suivante dans le réseau. En effet, l'activation d'un neurone j est due à celle des neurones des couches précédentes, l'erreur de j est donc due à ces derniers en fonction de leur activation et des poids synaptiques qui les relient à j . Les erreurs pour les neurones d'une couche cachée se calculent donc de la manière suivante :

$$\text{err}_j = \left(\sum_k \text{err}_k \omega_{jk} \right) f'(net_j - \Theta_j)$$

où err_k est l'erreur précédemment calculée pour le neurone k , où l'indice k porte sur la couche suivante dans le sens de l'activation du réseau. Ainsi on aura d'abord $k \in S$ et $j \in H_n$, puis $k \in H_n$ et $j \in H_{n-1}$, et ainsi de suite jusqu'à la couche d'entrée.

Pour calculer l'erreur de tous les neurones il faut donc se propager dans le sens inverse de celui de l'activation du réseau, d'où le terme de rétropropagation.

Ces quatre étapes sont répétées pour tous les patrons d'entrée disponibles, ce qui constitue une époque d'apprentissage. Le réseau doit généralement être soumis à un grand nombre d'époques d'apprentissage successives pour répondre correctement au problème posé. En général, un nombre important de patrons d'entrée est également nécessaire pour apprendre au réseau à résoudre des problèmes complexes.

B.4 Validation et test du réseau

Une fraction des patrons de référence dont on dispose peut être utilisée pour procéder à la validation du réseau. Régulièrement ces patrons sont présentés au réseau, et l'erreur des neurones de sortie calculée suivant (B.1), sans que les poids ne soient modifiés. L'évolution de l'erreur au cours des étapes de validation successives permet de voir l'évolution des performances du réseau. Lorsque celui-ci apprend l'erreur diminue, passe par un minimum puis augmente, ce dernier cas indique que le réseau est dans une situation d'apprentissage "par cœur".

Une autre fraction des patrons de référence peut être utilisée également pour tester les performances du réseau. Là encore seule l'erreur est calculée, les poids n'étant pas modifiés. Cette étape est un moyen d'apprécier les performances du réseau selon l'erreur obtenue.

Bibliographie

- [1] J. Linsley *Phys. Rev. Lett.*, vol. 10, p. 146, 1963.
- [2] G. Brooke *et al.* dans *19^e ICRC*, (La Jolla), vol. 2, p. 150, 1985.
- [3] R.G. Brownlee *et al.*, “Design of an array to record air showers of energy up to 10^{21} eV,” *Canadian Journal of Physics*, vol. 46, pp. S259–262, 1968.
- [4] N.N. Efimov *et al.* dans *Int. Workshop on the Astrophysical aspects of the most energetic cosmic rays* (M.Nagano et F. eds. World Scientific., eds.).
- [5] D. Bird *et al.*, “Detection of a cosmic ray with mesured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation,” *ApJ*, vol. 441, p. 144, 1995.
- [6] S. Yoshida *et al.*, “The cosmic ray energy spectrum above 3.10^{18} eV measured by the Akeno Giant Air Shower Array,” *Astropart. Phys.*, vol. 3, p. 105, 1995.
- [7] D. Bergman, “Monocular UHECR Spectra as Mesured by HiRes,” *arXiv :hep-ex/0208024*, 2002.
- [8] M. Sasaki *et al.*, “The telescope array project,” dans *EHECR 2001, International Workshop on Extremely High Energy Cosmic Rays*, 2001.
- [9] J. Linsley dans *25^e ICRC*, (Durban), vol. 5, p. 381, 1997.
- [10] J. F. Ormes *et al.* dans *25^e ICRC*, (Durban), vol. 5, p. 273, 1997.
- [11] K.-H. Kampert *et al.*, “The physics of the knee in the cosmic ray spectrum,” dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [12] J. Hörandel *et al.*, “On the scent of the knee – air shower measurements with KASCADE,” dans *Topics in Astroparticle and Underground Physics*, (Aquila, Italie), 2001.
- [13] T.K. Gaisser *et al.*, “Cosmic-ray composition around 10^{18} eV,” *Physical Review D*, vol. 47, pp. 1919–1932, 1993.
- [14] D. Bird *et al.*, “Evidence for correlated changes in the spectrum and composition of cosmic rays at extremely high energies,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, pp. 3401–3404, 1993.
- [15] T. Abu-Zayyad *et al.*, “Measurement of the cosmic-ray energy spectrum and composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV using a hybrid technique,” *ApJ*, vol. 557, p. 686, 2001.
- [16] N. Hayashida *et al.*, “Muons(≥ 1 GeV) in large extensive air showers of energies between $10^{16.5}$ eV and $10^{19.5}$ eV observed at Akeno,” *J. Phys. G*, vol. 21, pp. 1101–1119, 1995.

- [17] N. Hayashida *et al.*, “The anisotropy of cosmic ray arrival direction around 10^{18} eV,” *Astropart. phys.*, vol. 10, pp. 303–311, 1999.
- [18] D. Bird *et al.*, “Study of Broad-Scale Anisotropy of Cosmic-Ray Arrival Directions from 2×10^{17} to 10^{20} Electron Volts from Fly’s Eye Data,” *ApJ*, vol. 511, pp. 739–749, 1999.
- [19] M. Takeda *et al.*, “Small-scale anisotropy of cosmic rays above 10^{19} eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array,” *ApJ*, vol. 522, pp. 225–237, 1999.
- [20] A.A. Penzias et R.W. Wilson *ApJ*, vol. 142, p. 419, 1965.
- [21] K. Greisen *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, p. 748, 1966.
- [22] G.T. Zatsepin et V.A. Kuz’min *JETP Lett.*, vol. 4, p. 78, 1966.
- [23] J. W. Cronin, “Summary of the workshop,” dans *Cosmic Rays Above 10^{19} eV*, 1992.
- [24] F. A. Aharonian et J. W. Cronin, “Influence of the universal microwave background radiation on the extragalactic cosmic-ray spectrum,” *Phys. Rev. D*, vol. 50, pp. 1892–1900, 1994.
- [25] R. J. Protheroe et P. A. Johnson, “Propagation of ultra high energy protons and gamma rays over cosmological distances and implications for topological defect models,” *Astroparticle Physics*, vol. 4, p. 253, 1996.
- [26] A.M. Hillas, “The origin of ultra-high-energy cosmic rays,” *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 22, pp. 425–444, 1984.
- [27] P. Goldreich et W. Julian, “Pulsar electrodynamics,” *ApJ*, vol. 157, pp. 869–880, 1969.
- [28] A. Venkatesan *et al.*, “Constraints on the production of ultra-high-energy cosmic rays by isolated neutron stars,” *ApJ*, vol. 484, pp. 323–328, 1997.
- [29] C.A. Norman, D.B. Melrose, et A. Achterberg, “The Origin of Cosmic Rays above $10^{18.5}$ eV,” *ApJ*, vol. 454, p. 60, 1995.
- [30] J. W. Elbert et P. Sommers, “In search of a source for the 320 EeV Fly’s Eye cosmic ray,” *ApJ*, vol. 441, pp. 151–161, 1995.
- [31] G. Fishman et C. Meegan, “Gamma-Ray Bursts,” *Annu. Rev. Astron. Astroph.*, vol. 33, p. 415, 1995.
- [32] C. Meegan *et al.*, “Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by BATSE,” *Nature*, vol. 355, p. 143, 1992.
- [33] J. van Paradijs *et al.*, “Gamma-Ray Burst Afterglows,” *Ann. Rev. Astron. Astroph.*, vol. 38, p. 379, 2000.
- [34] R. Narayan, B. Paczynski, et T. Piran, “Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars,” *ApJ*, vol. 395, pp. L83–L86, 1992.
- [35] B. Paczynski, “Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions?,” *ApJ*, vol. 494, p. L45, 1998.
- [36] E. Waxman, “Cosmological Gamma-Ray Bursts and the Highest Energy Cosmic Rays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 386–389, 1995.

- [37] M. Vietri, "The acceleration of ultra-high-energy cosmic rays in gamma-ray bursts," *ApJ*, vol. 453, p. 883, 1995.
- [38] E. Waxman, "Gamma-Ray Bursts : Afterglow, High-Energy Cosmic Rays, and Neutrinos," *ApJ Supplement Series*, vol. 127, p. 519, 2000.
- [39] R. W. Clay *et al.* dans *Adelaide Design Workshop on Techniques for the Study of Cosmic Rays above 10^{19} eV*, p. 1, 1993.
- [40] The Auger Colaboration, *Auger Technical Design Report*, 1996.
- [41] P. Bhattacharjee et G. Sigl, "Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays," *Physics Reports*, vol. 327(3-4), pp. 109–247, 2000.
- [42] L. Landau et I. Pomeranchuk *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, vol. 92, 1953. Egalement disponible en anglais dans *The Collected Papers of L.D. Landau*, Pergamon Press 1965.
- [43] A. Migdal *Phys. Rev.*, vol. 103, p. 1811, 1956.
- [44] X. Bertou, P. Billoir, et S. Dagoret-Campagne, "LPM effect and pair production in the geomagnetic field : a signature of ultra-high energy photons in the Pierre Auger Observatory," *Astroparticle Physics*, vol. 14, pp. 121–130, Sept. 2000.
- [45] X. Bertou, *L'Observatoire Pierre Auger : Vers la détection de Photons et de Neutrinos à Ultra Haute Energie ?* Thèse de doctorat, Université Paris VII, 2001.
- [46] P. Sommers, "Capabilities of a giant hybrid air shower detector." gap095-009, 1995.
- [47] T. Suomijärvi, "Surface Detector Electronics for the Pierre Auger Observatory," dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [48] P. D. J. Clark et D. Nitz, "Communications in the Auger Observatory," dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [49] P.S. Allison *et al.*, "Surface detector calibration in the engineering array." gap2002-028, 2002.
- [50] X. Bertou, "Calibration and Monitoring of the Pierre Auger Surface Detectors," dans *28^e ICRC*, (Tsukuba), 2003.
- [51] S.Ranchon et M.Urban, "You thought you understood water tanks!." gap2003-047, 2003.
- [52] Z. Szadkowski et D. Nitz, "A PLD Implementation for the Pierre Auger Observatory Collaboration," dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [53] M. Risse, D. Heck, et J. Knapp, "The CORSIKA Shower Library in Lyon after One Year of Production : Status and Experiences." gap2002-011, 2002.
- [54] S. Sciutto, "Shower production with AIREs at Fermilab and Lyon." gap2002-047, 2002.
- [55] <http://root.cern.ch>.
- [56] <http://www.oracle.com>.

- [57] M.Roth, "The lateral distribution function of shower signals in the surface detector of the pierre auger observatory," dans *28^e ICRC*, (Tsukuba), 2003.
- [58] A.M. Hillas *et al.*, "Measurement of primary energy of air showers in the presence of fluctuations," dans *12^e ICRC*, (Hobart, Australie), vol. 3, pp. 1001–1006, 1971.
- [59] O. Deligny, *Observatoire Pierre Auger : Analyse des Gerbes Inclinées, Observation de Neutrinos d'Ultra Haute Energie, et Signatures d'une Origine Locale pour les Rayons Cosmiques Chargés*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003.
- [60] P.Billoir, "Parametrization of the Relation between Primary Energy and S(1000) in Surface Detector." gap2002-075, 2002.
- [61] S. Sciutto, "AIRES, user guide and reference manual, vers. 2.2.0." gap99-020, 1999.
- [62] D.Heck *et al.* dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [63] R. Fletcher, T. Gaisser, P. Lipari, et T. Stanev, "SIBYLL : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades," *Phys. Rev. D*, vol. 50, p. 5710, 1994.
- [64] R.Engel, T. Gaisser, et T. Stanev dans *26^e ICRC*, (Salt Lake City, USA)), vol. 1, p. 415, 1999.
- [65] D.Heck *et al.*, "CORSIKA : A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers," FZKA 6019, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998. gap1998-013.
- [66] N. Kalmykov, S. Ostapchenko, et A. Pavlov, "Quark-Gluon-String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies," *Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.)*, vol. 52B, 1997.
- [67] S. Dagoret-Campagne, "SDSim User Guide." gap2002-072, 2002.
[http ://lpnhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/AUGER/DPA/index.html](http://lpnhe-auger.in2p3.fr/Sylvie/WWW/AUGER/DPA/index.html).
- [68] G. Cassiday *et al.*, "Mapping the UHE Sky in Search of Point Sources," *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, vol. 14A, pp. 291–298, 1990.
- [69] T. Li et Y. Ma, "Analysis methods for results in gamma-ray astronomy," *ApJ*, vol. 272, p. 317, 1983.
- [70] R. Clay, "The Anisotropy Search Program for the Pierre Auger Observatory," dans *28^e ICRC*, (Tsukuba), 2003.
- [71] T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 1990.
- [72] M. Dova, "Asymetries Observed In Giant Air Showers Using Water Cherenkov Detectors.," dans *28^e ICRC*, (Tsukuba), 2003.
- [73] E. Fermi, "On the origin of the cosmic radiation," *Phys. Rev.*, vol. 75, p. 1169, 1949.
- [74] W.I. Axford *et al.* dans *15^e ICRC*, (Plovdiv), vol. 11, p. 132, 1977.
- [75] A.R. Bell *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, vol. 182, p. 443, 1978.

- [76] R.D. Blandford et J.P. Ostriker, "Particle acceleration by astrophysical shocks," *ApJ Lett.*, vol. 221, pp. L29–L32, 1978.
- [77] R. Sina *et al.*, "On the description of the turbulent diffusion model," dans *27^e ICRC*, (Hamburg), 2001.
- [78] B. Müller et J. Reinhardt, *Neural networks, an introduction*. Springer, 1990.
- [79] W. M. Culloch et W. Pitts, "A Logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity," *Bulletin of Mathematical Biophysics*, vol. 9, pp. 127–147, 1943.
- [80] F. Rosenblatt, *Principles of Neurodynamics*. New York : Spartan Books, 1962.
- [81] B. Widrow et M. E. Hoff, "Adaptive switching circuits," dans *IRE WESCON*, (New York), pp. 96–104, 1960.
- [82] K. Becks *et al.*, "B-quark tagging using neural networks and multivariate statistical methods. A comparison of both techniques.," *Nucl. Inst. Meth.*, vol. A329, pp. 501–517, 1993.

Remerciements

Je voudrais remercier tout d'abord Messieurs François Richard et Bernard d'Almagne pour m'avoir accueillie au sein du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire.

Je souhaiterais remercier également Messieurs Augé et Falvard pour avoir accepté de faire partie de mon jury et plus particulièrement Messieurs Smith et Tuckey pour avoir accepté la lourde tâche de rapporteur.

Je remercie Alain Cordier pour m'avoir accueillie au sein de son équipe et prise en charge et pour avoir rendu cette thèse possible. Je le remercie pour m'avoir toujours suivie et fait en sorte que tout se déroule pour le mieux et dans les meilleurs délais.

Parmi les membre du jury, mon attention se rapportera enfin plus particulièrement vers Marcel Urban, qui m'a appris énormément et qui m'a largement guidée pour mener ces travaux de recherche. Je le remercie donc pour ses précieux et nombreux conseils, sa disponibilité, sa pédagogie, mais aussi pour sa constante bonne humeur.

Pour m'avoir aidée dans mon travail je remercie également Jean-Noël Albert qui m'a consacré beaucoup de temps et m'a fait profiter de sa très grande pédagogie. Grâce à lui, j'ai appris beaucoup de choses qui me seront, j'en suis certaine, très utiles.

Je tiens également à remercier toutes les autres personnes de l'équipe Auger du LAL pour leur aide et pour avoir contribué à rendre ce travail plaisant. Paul Eschtruth pour ses conseils. Nathalie, Stéphane et Delphine pour avoir été plus que des collègues de travail, je leur souhaite beaucoup de réussite pour l'avenir. J'ai également une profonde pensée pour Edward et Cécilia pour leur dynamisme et leur constante bonne humeur, on ne pouvait que devenir gai à leur contact, ce qui un don est très précieux. J'espère qu'ils le conserveront toujours et que j'aurai l'occasion de les revoir bientôt.

Bien sûr, je remercie également toute la collaboration Auger, j'ai toujours eu affaire à des personnes très disponibles et sympathiques. Et plus particulièrement je remercie les équipes françaises, pour les collaborations (de tous types) que nous avons pu mener ensemble. Je ne voudrais remercier personne en particulier car la liste serait trop longue et je ne voudrais pas risquer d'oublier quelqu'un, ceux qui m'ont plus particulièrement aidé dans mon travail et contribué à l'avancement de cette thèse se reconnaîtront aisément.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis, pour avoir toujours été à mes côtés. Je remercie de tout cœur mes parents sans qui rien de tout cela n'aurait été possible, pour m'avoir toujours soutenue et laissé le libre choix dans mes orientations, pour m'avoir permis de faire de si longues études. Je sais qu'ils seront toujours là pour moi quoi que je fasse et quoi qu'il m'arrive. Enfin et surtout je tiens à remercier Pierre sans qui je ne serais sans doute pas arrivée jusque là. Merci pour m'avoir toujours soutenue et encouragée.

Il y a sans doute beaucoup de personnes qui devraient apparaître sur cette page, mais que j'ai malheureusement oublié de citer. Qu'ils m'en excusent et sachent que je pense également à eux.

Résumé

L'Observatoire Pierre Auger a été spécialement conçu pour acquérir une statistique importante de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (supérieure à 10^{19} eV) afin d'en comprendre l'origine. Il associe deux techniques de détection des gerbes atmosphériques, produit de l'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère : des télescopes à fluorescence mesurent le profil longitudinal de la gerbe et un réseau de détecteurs au sol échantillonne le profil latéral.

Après une présentation sur les rayons cosmiques, la détection des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger est exposée. Le troisième chapitre est consacré à la description d'outils qui ont été réalisés dans le cadre de la mise en place de la base de données de l'expérience au Centre de Calcul de l'IN2P3 à Lyon.

Nous abordons ensuite les analyses que nous avons pu mener grâce à la mise en place du réseau prototype sur le site sud de l'Observatoire. Dans un premier temps, les événements enregistrés ont permis d'étudier différentes constantes de calibration des détecteurs de surface. Nous nous sommes ensuite consacrés à la reconstruction des événements, 11 mois de prise de données ont été analysés.

Enfin, une analyse Monte Carlo a été menée pour déterminer la nature de ces rayons cosmiques. Trois paramètres des gerbes atmosphériques, mesurables par le détecteur de surface et permettant de discriminer entre les différents types de particules primaires, ont été extraits et comparés avec les données du réseau prototype.

Mots clés : rayons cosmiques, gerbes atmosphériques, Observatoire Pierre Auger, composition des particules primaires.

Abstract

The Pierre Auger Observatory was especially designed to obtain significant statistics on ultra high energy cosmic rays (more than 10^{19} eV) in order to understand their origin. It associates two detection techniques for the atmospheric showers which result from the interaction of cosmic rays with the atmosphere : fluorescence telescopes measure the longitudinal profile of the shower and an array of detectors on the ground samples the lateral distribution.

After a first chapter introducing cosmic rays, the detection of atmospheric showers by the Pierre Auger Observatory is presented. The third chapter is dedicated to the description of tools that were realized as part of bringing the experiment's database into service at the IN2P3 Computing Center at Lyon.

We then present the analysis of data available thanks to the installation of the engineering array (EA) on the Observatory's southern site. Initially, the recorded events allowed us to study various calibration constants of the surface detectors. Subsequently, our work was devoted to the reconstruction of the events, 11 months of data were analysed.

Lastly, we present a Monte Carlo analysis performed in view of determining the nature of these cosmic rays. Three parameters of the atmospheric showers, measurable by the surface detector and providing discrimination between different primary particles, were extracted and compared with the data of the EA.

Keywords : cosmic rays, atmospheric showers, Pierre Auger Observatory, mass composition